

TESIS CARRERA DE MAESTRÍA EN CIENCIAS
FÍSICAS

ESTUDIO DE LA RUGOSIDAD EN PAREDES DE
DOMINIO EN GdFeCo

Lic. Daniel Jordán Ringgold
Maestrando

Dr. Sebastian Bustingorry
Director

Miembros del Jurado

Dr. S. Risau (Centro Atómico Bariloche, CONICET, CNEA)
Dr. J. Curiale (Instituto Balseiro, Centro Atómico Bariloche, CONICET, CNEA)
Dr. E. A. Jagla (Instituto Balseiro, Centro Atómico Bariloche, CONICET, CNEA)

21 de Diciembre de 2018

Teoría de la Materia Condensada – Centro Atómico Bariloche

Instituto Balseiro
Universidad Nacional de Cuyo
Comisión Nacional de Energía Atómica
Argentina

*“Deep in the human unconscious is a pervasive
need for a logical universe that makes sense.
But the real universe is always one step beyond logic.”*
Frank Herbert, *Dune*.

Índice de contenidos

Índice de contenidos	v
Resumen	vii
Abstract	ix
1. Introducción	1
1.1. Dominios magnéticos	1
1.2. Paredes de dominios magnéticos	6
1.2.1. Propiedades geométricas de las PDMs	6
1.2.2. Propiedades dinámicas de las PDMs	11
1.2.3. Relación entre propiedades dinámicas y geométricas y clases de universalidad	16
1.3. Motivación y objetivos de la tesis	18
2. Procedimiento experimental para la captura de imágenes	21
2.1. Muestras	21
2.2. Configuración del microscopio PMOKE	22
2.3. Nucleación, desplazamiento y fotografiado de las PDMs	25
2.4. Medición de velocidad de las PDMs	25
3. Digitalización y análisis de las Paredes de Dominios Magnéticos	29
3.1. Requerimientos de la detección	29
3.2. Procesamiento de imágenes y vectorización de la PDM	30
3.3. Robustez de la detección	34
3.3.1. Efecto del valor umbral	34
3.3.2. Efecto de la rotación	35
3.3.3. Efecto del desenfoque gaussiano	37
3.4. Cálculo de las funciones de correlación	38
3.4.1. Funciones de correlación discretizadas	38
3.4.2. Cálculo de exponentes y amplitudes	40

4. Medición de la rugosidad en GdFeCo	43
4.1. Efecto de un campo magnético en el plano sobre la dinámica de PDMs	44
4.2. Descripción del experimento	45
4.3. Resultados	48
4.4. Discusión	54
5. Conclusiones y perspectivas	57
Agradecimientos	65

Resumen

En los materiales ferromagnéticos se suelen observar, en el rango de pequeños campos magnéticos, la coexistencia de dominios cuyas magnetizaciones apuntan en sentidos diferentes. En particular, en las películas delgadas con anisotropía magnética perpendicular, la dirección de la magnetización de los dominios apunta siempre perpendicular al plano de la muestra, prefiriendo dos posibles direcciones. La región donde ocurre la transición de un dominio a otro se denomina pared de dominio magnético. La energía elástica en la pared, la temperatura, los campos magnéticos externos y el desorden propio de la muestra compiten entre sí causando que las paredes de dominio sean rugosas. Esta rugosidad, una propiedad geométrica de la pared de dominio, codifica información sobre las interacciones presentes en el material. Utilizando microscopía magneto-óptica por efecto Kerr polar y análisis de imágenes, desarrollamos un método para cuantificar la rugosidad de paredes de dominio magnéticas como una medida de las fluctuaciones en la posición de la pared de dominio. De este análisis se obtienen dos parámetros relevantes: el exponente de rugosidad, que caracteriza el crecimiento de la rugosidad como una ley de potencia con respecto a la longitud de escala, y la amplitud, que es una medida directa de la magnitud de estas fluctuaciones. En esta tesis, utilizando el método desarrollado, presentamos un estudio estadístico del exponente de rugosidad y la amplitud en películas delgadas ferrimagnéticas de GdFeCo. En particular discutimos cómo cambian estos parámetros cuando se aplica un campo magnético en el plano de la muestra. Presentamos también una herramienta computacional diseñada específicamente para este trabajo.

Palabras clave: PELÍCULAS MAGNÉTICAS DELGADAS, PAREDES DE DOMINIOS MAGNÉTICOS, DINÁMICA DE INTERFASES

Abstract

It is commonly observed in ferromagnetic materials, in the range low magnetic fields, the coexistence of domains whose magnetizations point in different directions. In particular, in thin magnetic films with perpendicular magnetic anisotropy, the direction of the domain magnetization always points perpendicular to the plane of the sample, preferring two possible directions. The region where the transition occurs from one domain to the other is called the magnetic domain wall. The elastic energy of the wall, the temperature, the external magnetic fields, and the sample's intrinsic disorder compete amongst them causing the wall to be rough. This roughness, a geometrical property of the domain wall, codifies information about the interactions present in the material. Using polar magneto-optic Kerr effect microscopy and image analysis, we developed a method to quantify the roughness of the magnetic domain wall, as a measure of the fluctuations in the position of the wall. From this analysis two relevant parameters are obtained: the roughness exponent, which describes the growth of the roughness as a power law with respect to the scale length, and the amplitude, which is a direct measure of the magnitude of these fluctuations. In this thesis, using the method we developed, we present a statistical study of the roughness exponent and amplitude in ferrimagnetic GdFeCo thin films. Particularly, we discuss how these parameters change when an in-plane magnetic field is applied. We also present a computational tool designed specifically for this work.

Keywords: MAGNETIC THIN FILMS, MAGNETIC DOMAIN WALLS, DYNAMICS OF INTERFACES

Capítulo 1

Introducción

El estudio del magnetismo y de materiales magnéticos ha sido y seguirá siendo fuente de grandes avances tecnológicos y científicos, y en las últimas décadas ha sido parte importante de la vida diaria. Todos los días utilizamos computadoras personales o dispositivos que, de una u otra manera, acceden a servidores que a su vez utilizan discos duros para almacenar información. Estos discos no tendrían las capacidades que tienen ahora si no fuera por la investigación básica en magnetismo que permitió descubrir la *magnetorresistencia gigante*. Sin embargo, el aumento en la demanda por dispositivos con mayor capacidad de almacenamiento, mayor velocidad de procesamiento y mayor eficiencia requieren de una nueva generación de dispositivos basados en novedosas maneras de aprovechar las características de materiales magnéticos antes no utilizadas.

En este capítulo definiremos una de estas características, las paredes de dominios magnéticas (PDMs), las cuales son el sujeto de estudio de esta tesis. Detallaremos cómo se originan las PDMs en los materiales magnéticos, sus propiedades y los métodos matemáticos utilizados para estudiarlas.

1.1. Dominios magnéticos

Antes de definir los dominios magnéticos y las paredes de dominios magnéticos repasaremos las interacciones magnéticas presentes en un material que les dan origen. Los materiales magnéticos consisten de átomos con un momento magnético neto. Estos momentos magnéticos interactúan entre sí mismos y con su entorno. La Fig. 1.1 representa un segmento de un material con estas características, donde cada átomo (círculo gris) tiene un momento magnético neto (flecha negra). Si la temperatura es muy alta, las fluctuaciones térmicas serán suficientemente fuertes como para prevenir cualquier ordenamiento de los momentos magnéticos debido a interacciones entre ellos. Por debajo de cierta temperatura las fluctuaciones térmicas serán más débiles que las interacciones magnéticas entre los átomos y un orden espontáneo aparecerá. A esta

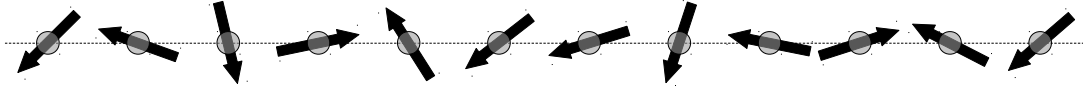


Figura 1.1: Segmento de material magnético por encima de la temperatura de orden donde cada átomo (círculo gris) posee un momento magnético neto (flecha negra) apuntando en una dirección aleatoria.

temperatura se le llama temperatura de Curie (T_c) o temperatura de orden. El tipo de orden que se observe dependerá de las interacciones presentes, las cuales describiremos a continuación.

La energía total de un sistema magnético se puede expresar de la siguiente manera:

$$E_{Tot} = E_{ex} + E_{ms} + E_{anis} + E_{str} + E_{me} + E_Z, \quad (1.1)$$

la cual, en el orden presentado, incluye la energía de intercambio (o *exchange*), la energía magnetostática, la energía de anisotropía magnética, la energía de tensión (o *stress*) asociada la deformación de la muestra, la energía magnetoelástica o de magnetostricción asociada a las tensiones generadas por la magnetización de diferentes regiones de la muestra, y la energía Zeeman debido a un campo magnético externo [1].

El primer término, la energía de intercambio, se debe a que los electrones son indistinguibles entre sí y por lo tanto es un efecto de naturaleza cuántica. Cuando dos electrones están cerca éstos se repelen por repulsión coulombiana pero por el principio de Pauli, el cual nos dice que dos electrones no pueden ocupar el mismo estado cuántico, estos electrones pueden acercarse más y estar en el mismo lugar si tienen espines opuestos. Esto se puede generalizar a átomos con muchos electrones de manera que se consideran los espines entre átomos vecinos [1], \mathbf{S}_i y \mathbf{S}_j , y la energía entre ellos está dada por

$$E_{ex}^{i,j} = -2J\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j, \quad (1.2)$$

donde J es una medida de la intensidad de la interacción. Notemos que para $J > 0$ la energía se minimiza cuando los espines son paralelos, lo que se denomina una interacción ferromagnética, mientras que $J < 0$ daría una interacción antiferromagnética. Estos espines atómicos son los momentos magnéticos microscópicos de los átomos y, si solamente estuviera presente la interacción de intercambio los momentos magnéticos se alinearían como en la Fig. 1.2, la cual muestra también un segmento de un material magnético con los momentos magnéticos de cada átomo apuntando en la misma dirección, es decir, por debajo de la temperatura de orden. Si solo existe la interacción de

intercambio estos momentos podrían apuntar en cualquier dirección.

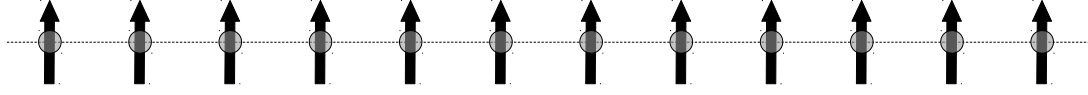


Figura 1.2: Segmento de material magnético por debajo de la temperatura de orden donde cada átomo (círculo gris) posee un momento magnético neto (flecha negra) apuntando en una misma dirección.

La siguiente interacción es la magnetostática. Esta es la interacción entre los momentos magnéticos del material y el campo magnético que ellos mismos generan. En la Fig. 1.3 se tiene un diagrama de un objeto magnético donde todos los momentos magnéticos presentes apuntan en una misma dirección, generando un polo norte a un lado y uno sur al lado opuesto. Esto también se puede interpretar como una acumulación de *cargas magnéticas* a cada lado y esta distribución genera a su vez generan un campo disperso, el cual dentro de la muestra se le conoce como el campo *desmagnetizante*, \mathbf{H}_d , ya que se opone a la magnetización y la reduce. El campo disperso aumenta la energía del sistema y su contribución está dada por la siguiente integral en todo el espacio:

$$E_{ms} = \frac{\mu_0}{2} \int \mathbf{M} \cdot \mathbf{N}_d \cdot \mathbf{M} dV. \quad (1.3)$$

En esta integral, \mathbf{N}_d es generalmente un tensor que relaciona el campo desmagnetizante y la magnetización, $\mathbf{H}_d = -\mathbf{N}_d \cdot \mathbf{M}$. Las componentes de este tensor dependen de la forma de la muestra y en general, en un material de forma irregular, la magnetización y el campo desmagnetizante serán no uniformes y complicados de calcular [1–3]. Sin embargo, esta dependencia en la forma de la muestra genera lo que se llama la *anisotropía de forma*, donde aparecen direcciones preferenciales de alineamiento de los momentos magnéticos. Esto resulta en un *eje fácil* o en un *eje difícil*. El último resulta en un *plano fácil* perpendicular a ésta. Por ejemplo, en el cálculo del anisotropía de forma para muestras que son del tipo películas delgadas, si la magnetización apunta perpendicular a la superficie de la película las cargas magnéticas acumuladas en cada superficie están cercas entre sí y generan un campo desmagnetizante fuerte. Por otro lado, si la magnetización se encuentra paralela a la superficie de la muestra, las cargas se acumulan en los extremos de la muestra, resultando en un campo desmagnetizante menor y una menor energía en el sistema. Por lo tanto, en una película delgada, la anisotropía de forma genera un eje difícil perpendicular a la superficie de la película.

La siguiente contribución energética la llamamos la energía de anisotropía magnética, E_{anis} , pero en esta incluimos la anisotropía magnetocristalina y la anisotropía

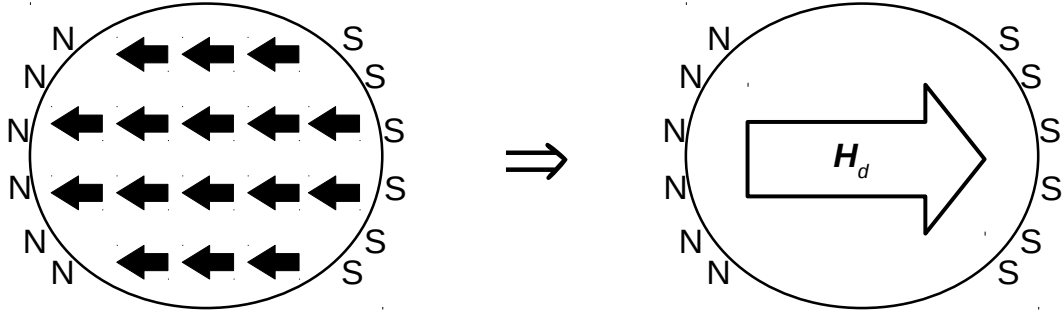


Figura 1.3: Ilustración del origen del campo desmagnetizante en un material magnético. A la izquierda se tienen todos los momentos magnéticos apuntando en la misma dirección debido a la interacción de intercambio. Esto genera un polo norte y un polo sur en el material, lo cuales generan un campo desmagnetizante en dirección opuesta, como se muestra a la derecha.

magnética inducida. Cada anisotropía especifica un eje fácil o difícil. La primera aparece debido a la estructura cristalina del material, las interacciones del campo cristalina y el acoplamiento espín-órbita. La anisotropía inducida indica la formación de direcciones preferenciales debido al proceso de fabricación, a la elección de materiales específicos para diferentes capas y el espesor de cada una, o por un tratamiento térmico, por ejemplo. En efecto, los ejes o planos fáciles efectivos que aparezcan en la muestra serán el resultado de todas las interacciones anisotrópicas presentes, las de forma y las magnéticas. En esta tesis trabajaremos con una película delgada que presenta una fuerte anisotropía magnética perpendicular (*perpendicular magnetic anisotropy*, PMA) que domina sobre la anisotropía de forma, de manera que los momentos magnéticos apuntan perpendiculares al plano de la muestra. En el caso de un material con fuerte PMA éste puede tratarse como si tuviera una simetría tipo Ising, donde los momentos magnéticos prefieren orientarse en dos direcciones, hacia arriba o hacia abajo.

Las siguiente dos contribuciones energéticas de la Ec. 1.1, la energía de tensión y la magnetoelástica, son por lo general débiles y despreciables en comparación con las otras energías [1], pero pueden resultar también en nuevos ejes de anisotropía que entran a competir, por ejemplo si se deforma la muestra. Finalmente tenemos a la energía de Zeeman, que tiene la expresión

$$E_Z = -\mu_0 \int_V \mathbf{H}_{ext} \cdot \mathbf{M} dV. \quad (1.4)$$

Esta energía se minimiza alineando la magnetización de la muestra con el campo magnético externo.

Si nuestra muestra es ferromagnética y se encuentra por debajo de T_c , de manera que existe un orden de largo alcance entre los momentos magnéticos, y todos los

momentos apuntan en una misma dirección, hemos discutido que la energía total del sistema no es necesariamente la mínima posible. En la Fig. 1.4a se presenta una muestra rectangular con todos los momentos magnéticos atómicos presentes apuntando en la misma dirección, representado por la flecha grande en el centro. A este estado de magnetización uniforme se le llama un monodominio y solamente es estable a tamaños pequeños, ya que la interacción de intercambio que mantienen los momentos paralelos sería más fuerte que la magnetostática que intenta reorientar una porción de ellos para disminuir el campo disperso.

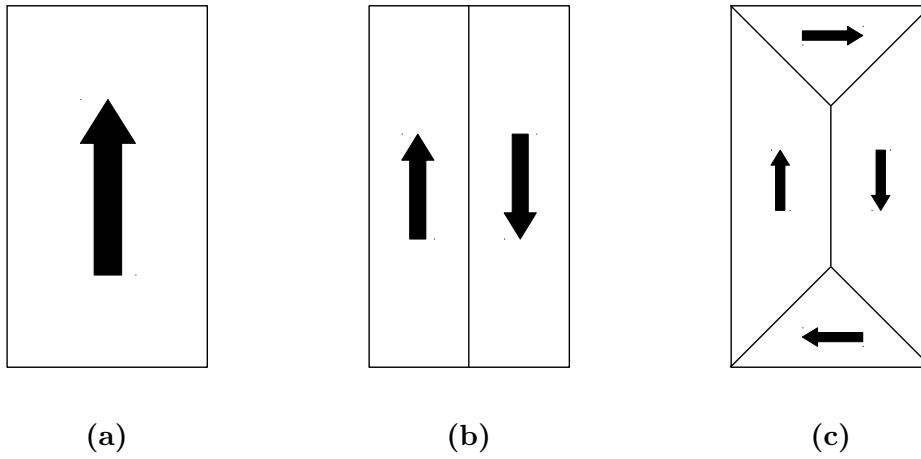


Figura 1.4: Esquema de la división de un material magnético en dominios. (a) Estado de monodominio donde todos los momentos magnéticos están alineados. La división del material en (b) dos dominios o (c) más dominios reduce la magnetostática del sistema.

Por otro lado, si hay momentos que son capaces de orientarse en otra dirección y/o sentido, una posibilidad es el ordenamiento mostrado en la Fig. 1.4b. Notemos que la magnetización de cada región es menor y por lo tanto el campo desmagnetizante de cada región también es menor. Existe un aumento de energía asociado al término de intercambio, E_{ex} , en las regiones donde los momentos no están paralelos, pero dependiendo del tamaño de la muestra y de las regiones uniformemente magnetizadas, se pueden estabilizar configuraciones como la que se muestra en la Fig. 1.4b. Sin embargo, la energía total del sistema se puede reducir aún más creando dos regiones más, como se muestra en la Fig. 1.4c. Notemos también que la magnetización de todas las regiones forman un circuito cerrado. La formación de estas regiones, llamadas *dominios magnéticos*, es un proceso espontáneo, y los momentos magnéticos microscópicos en cada región apuntan en una misma dirección. Las regiones de transición entre dominios se denominan *paredes de dominio magnéticas*.

1.2. Paredes de dominios magnéticos

Al tener dominios magnéticos en la muestra, la orientación de los momentos magnéticos tiene que girar al pasar de un dominio a otro. La región donde los momentos giran es la pared de dominio magnético. Esta PDM será una región de ancho δ , el cual depende del material y del campo magnético externo. El momento magnético no gira abruptamente, sino de manera gradual. La manera en que este cambio se da puede afectar también la energía del sistema. Por ejemplo, en la Fig. 1.5a mostramos el tipo de rotación que realizan los momentos magnéticos en una pared tipo Bloch. Notemos que al inicio y al final de la cadena, es decir, en el primer y en el segundo dominio, los momentos se encuentran en un mismo plano pero la rotación se da con el momento saliendo de ese plano. Por otro lado, en la Fig. 1.5b, se muestra una pared de Néel donde una cadena de momentos magnéticos atómicos que comienzan en un dominio magnético terminan en otro. En este caso, la rotación del momento se realiza dentro de un mismo plano. Existen también otros tipos de paredes que son estados intermedios entre las paredes de Bloch y de Néel, o paredes con estructuras de vórtices. Cada tipo de pared tiene diferente costo energético. Las paredes de Néel, con la magnetización en el plano, son estables en películas delgadas de menor espesor que cierta longitud, usualmente alrededor del ancho de la pared [1], mientras que las de Bloch son favorables para películas de mayor espesor.

1.2.1. Propiedades geométricas de las PDMs

En la Fig. 1.6 observamos una imagen de una muestra ferrimagnética de GdFeCo obtenida en un microscopio de efecto magneto-óptico Kerr polar, el cual describiremos más adelante en el Capítulo 2. En este tipo de imágenes se pueden distinguir diferentes dominios por su diferencia en escala de grises (el color negro en los bordes no es parte de la muestra sino el diafragma que limita la región iluminada de la muestra). Este material tiene anisotropía magnética perpendicular y la región gris oscuro de la imagen indica un dominio con la magnetización saliendo de la imagen, mientras que en el dominio gris claro la magnetización entra. Notemos que la PDM, la interfase que separa los dos dominios es geoméricamente una línea. Cualquier espesor que pueda tener es demasiado pequeño como para poder verlo en la imagen.

Asimismo, de la imagen podemos hacer otra simple observación: la PDM no es una línea recta. La posición de la pared presenta fluctuaciones, lo que llamaremos *rugosidad*. Esta rugosidad está presente debido a una serie de interacciones que compiten entre sí en el sistema. Se tienen al desorden intrínseco de la muestra, las interacciones magnéticas, E_{ex} y E_{anis} que dan lugar a la energía elástica de la PDM, el efecto del campo magnético externo (H_z en la Fig. 1.6) y las fluctuaciones térmicas. Así como

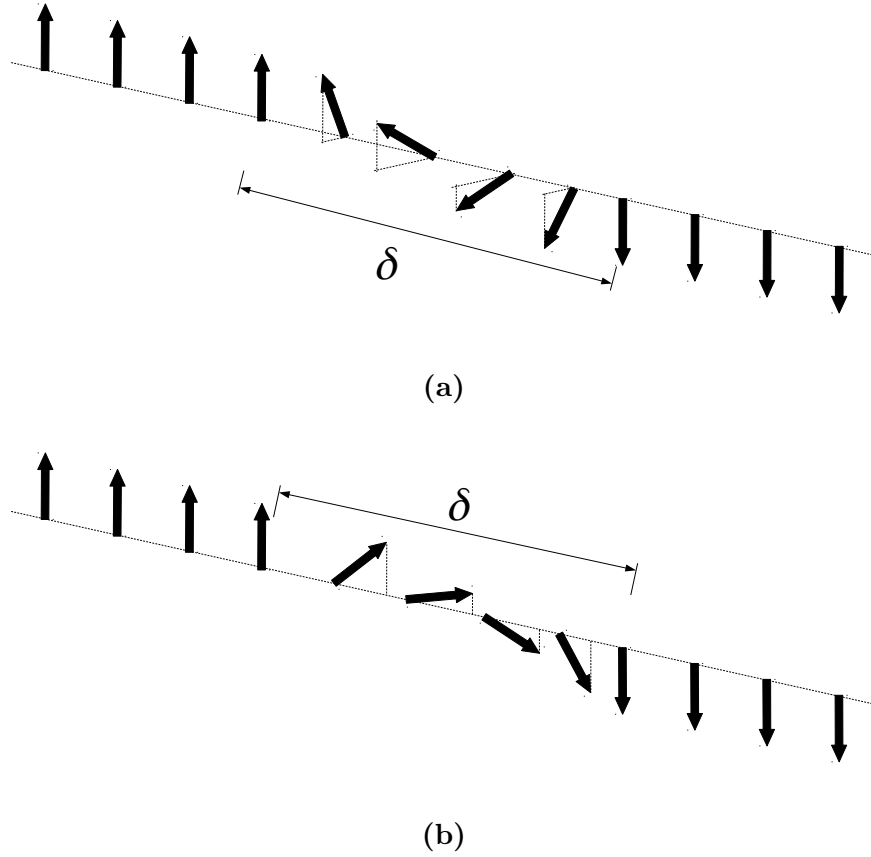


Figura 1.5: Esquema de dos tipos de paredes de dominios magnéticos donde la magnetización gira 180° . Se ilustran dos cadenas de momentos magnéticos que comienzan en un dominio y terminan en otro. (a) Cuando la rotación de los momentos sucede en un plano perpendicular al plano que contiene los momentos magnéticos inicial y final, se tiene una pared de Bloch. (b) Cuando la rotación de los momentos sucede en el mismo plano que contiene los momentos magnéticos inicial y final, se tiene una pared de Néel.

estas interacciones se manifiestan haciendo rugosa la PDM, cuantificar esta rugosidad nos proporciona información sobre cómo compiten estas interacciones en el material [4, 5].

Para lograr esta cuantificación de la rugosidad, trataremos a la PDM como un *Sistema Elástico Desordenado* (*Disordered Elastic System*, DES), donde la pared es una interfase elástica unidimensional en un medio bidimensional con desorden, como el descrito anteriormente. Este desorden genera un paisaje energético de colinas y valles en los que la interfase se acomodará. Siendo la interfase elástica, su energía es proporcional a su longitud. Esta energía se minimizará cuando la interfase minimice su longitud de acuerdo al desorden que le rodea. A temperatura mayor a cero, la interfase también tiene acceso a diferentes posiciones por medio de fluctuaciones térmicas para vencer las barreras energéticas y así buscar nuevas posiciones en las que se acerque a un mínimo de energía. Sin embargo, a temperatura nula estas fluctuaciones cesarían y se tendría una interfase anclada, en el mínimo del paisaje energético desordenado. El tratamiento

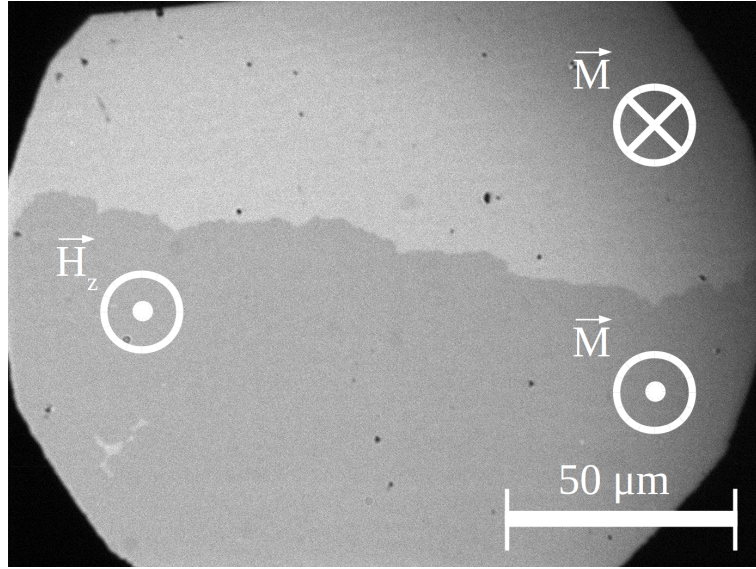


Figura 1.6: Dominios magnéticos en una película delgada de GdFeCo obtenida en el microscopio magneto-óptico de efecto Kerr polar. Esta imagen se obtuvo saturando la muestra con un campo $\vec{H}_z(\otimes)$, nucleando un dominio y propagando la PDM con un campo $\vec{H}_z(\odot)$ hasta que se encuentre en el campo visual del microscopio. La imagen fue tomada mientras la PDM se desplazaba con un campo $\vec{H}_z(\odot)$. El tiempo de obturación de la cámara es del orden de ms, de manera que la PDM no se ve borrosa y la resolución espacial de la imagen es de $0.117 \mu\text{m}/\text{px}$.

de la PDM como un DES, también es útil al estudiar el efecto de una fuerza $f \neq 0$ sobre la interfase (lo que vendría a ser el campo magnético H_z de la Fig. 1.6). Esto sería estudiar la dinámica de la interfase y lo veremos en la siguiente sección.

Primero, para poder cuantificar la rugosidad de la interfase necesitamos estudiar las fluctuaciones en su posición. Definiremos la posición de la pared como se ve en la Fig. 1.7. En esta imagen tenemos dos dominios separados por una interfase de color rojo. Se utilizan los ejes perpendiculares entre sí, u y z , y se define la posición de la PDM como una función $u(z)$, univaluada, de modo que no estamos considerando deformaciones fuertes donde la pared se sobresale por encima sí misma haciéndola una función multivaluada. A partir de esta función para la posición de la PDM definiremos una serie de funciones de correlación para estudiarla. La primera es llamada la *rugosidad global* y es definida como el valor medio del cuadrado de las fluctuaciones de la posición respecto del valor medio de la pared, dado por

$$W(L) = \overline{\langle [u(z) - \langle u \rangle_L]^2 \rangle_L}^{1/2}, \quad (1.5)$$

donde L es el tamaño de la pared en el eje z . El promedio espacial es denotado por $\langle \cdots \rangle_L$, es decir, $\langle f(z) \rangle_L = L^{-1} \int_0^L f(z) dz$. El promedio en desorden se denota por $\overline{\cdots}$ y se obtiene al promediar varias interfases.

Por ahora desconocemos en detalle la forma de esta función pero podemos estudiar su comportamiento notando que las interfases y superficies rugosas tienen propiedades que se aproximan a las de fractales auto-afines. Los objetos que usualmente pensamos

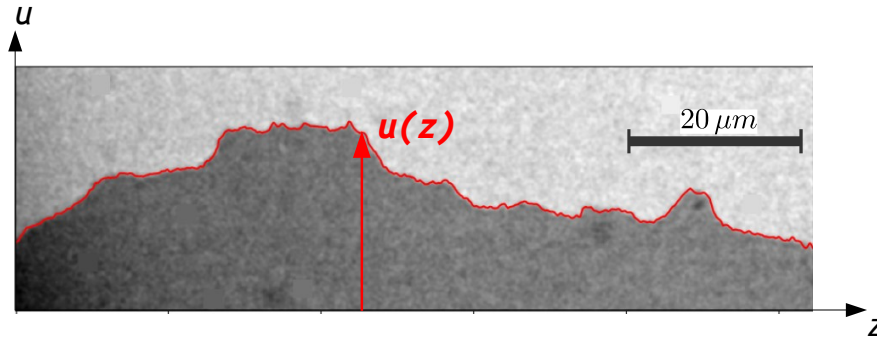


Figura 1.7: Definición de la posición de la PDM como una función univaluada, $u(z)$, dibujada de color rojo, que divide los dos dominios presentes en la imagen. La posición de cada punto se mide con respecto a una línea recta, sobre la cual se define el eje z .

como fractales, son los auto-similares y son aquellos que son exactamente equivalentes bajo transformaciones de escala isotrópicas [6]. Por otro lado, los fractales auto-afines, y las funciones que los describen, son aquellos donde una parte y el todo tienen propiedades estadísticamente equivalentes bajo transformaciones de escala anisotrópicas de la forma $u(z) \sim b^{-\zeta}u(bz)$, donde b es un factor de escala arbitrario y ζ es el *exponente de rugosidad* que nos da una medida cuantitativa de la rugosidad de la función $u(z)$ [7]. Esta transformación anisotrópica se muestra en la Fig. 1.8, donde se considera una caminata aleatoria de 10,000 pasos (Fig. 1.8a). El eje temporal t corresponde al eje z de las PDMs. Se seleccionó una sección de la caminata, de color claro, para reproducir después de un estiramiento desigual en cada dirección (Fig. 1.8b) y notamos la similitud, en sentido estadístico, de ambas curvas. Luego, la función de rugosidad global para los fractales auto-afines presenta en general la relación de transformación de escala de Family-Vicsek [6, 7], en la cual la rugosidad global presenta un comportamiento como ley de potencia con respecto al tamaño de la interfase dado por:

$$W(L) \sim L^\zeta. \quad (1.6)$$

Esta relación será cierta para casos donde exista la longitud de correlación longitudinal (en la dirección a lo largo del sistema), representada por ξ , entre puntos de la interfase y sea mayor que el tamaño del sistema, $\xi \gg L$ [7, 8].

La rugosidad global es útil cuando se tiene control del tamaño de la interfase, lo cual no siempre es práctico o posible en los experimentos. No obstante, la medición de rugosidad se puede realizar a escalas menores a L , en ventanas de tamaño r contenidas en la interfase. A esta medición le llamamos la *rugosidad local*, y se define por

$$w(r) = \overline{[u(z) - \langle u_r(z) \rangle]^2}_r^{1/2}, \quad (1.7)$$

donde $\langle \dots \rangle_r$ es el promedio espacial en una ventana, $\langle f(z) \rangle_r = r^{-1} \int_{z_r \in D_r} f(z) dz$, z_r

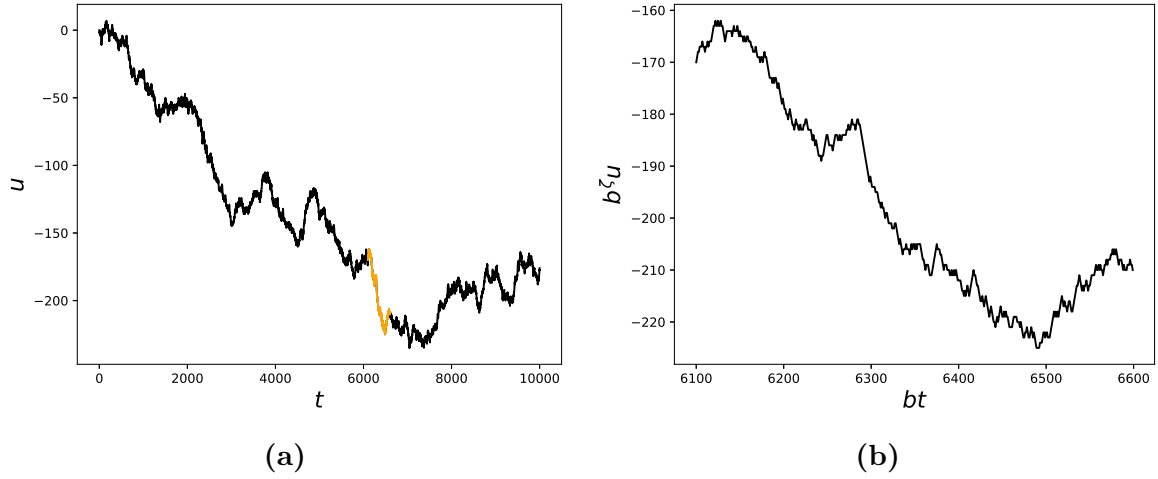


Figura 1.8: (a) Caminata aleatoria de 10,000 pasos. La sección resaltada de color claro será la que transformaremos anisotrópicamente. (b) Notemos que ante este cambio de escala anisotrópico la curva resultante es similar a la original, en un sentido estadístico.

es un intervalo de longitud r contenido en el conjunto D_r de todos los intervalos en la interfase. Estos intervalos, o ventanas, se puede elegir de manera que se superpongan o no, pero en este trabajo consideraremos ventanas que no se superponen. Similar a la rugosidad global, se cumple una relación de transformación de escala tipo ley de potencia como en la Ec. 1.5, solo que con respecto al tamaño de la ventana,

$$w(r) \sim r^\zeta. \quad (1.8)$$

Esto se cumple para ventanas de menor tamaño que alguna longitud característica, $\xi \gg r$. Dicho de otro modo, si existe esta longitud ξ , encontraremos un rango de ventanas donde se cumple la ley de potencia Ec. 1.8, y este rango estará por debajo del tamaño de la interfase [7, 8].

Una tercera métrica que se puede usar para cuantificar la rugosidad de las interfases es la *función de correlación de desplazamientos*, o $B(r)$. Esta función está definida por

$$B(r) = \overline{[u(z+r) - u(z)]^2}, \quad (1.9)$$

y aquí el cuadrado de la diferencia en alturas, o desplazamientos, $[u(z+r) - u(z)]^2$, es integrado en todo el largo de la interfase, desde $z = 0$ hasta $z = L - r$ y dividido por la longitud de la interfase. Esta función también tiene un comportamiento tipo ley de potencia por debajo de cierta escala característica ξ [8], de modo que en cierto rango de interés la función $B(r)$ presenta la relación de transformación de escala

$$B(r) \sim r^{2\zeta}. \quad (1.10)$$

En este rango de interés, el ajuste que uno realiza da una expresión del tipo

$$B(r) = Ar^{2\zeta}, \quad (1.11)$$

de modo que esta función nos da un parámetro adicional que caracteriza la rugosidad, el pre-factor A , del cual se tienen algunos resultados teóricos que muestran dependencia con la temperatura y el desorden[9–11], pero que en general ha sido poco estudiado. Este análisis del pre-factor también se puede realizar para $W(L)$ y $w(r)$.

Por completitud, una función más que se puede utilizar es el *factor de estructura*, $S(q)$, en la cual se trabaja en el espacio recíproco. Realizamos la transformada de Fourier de la función $u(z)$ de la pared, obteniendo

$$\tilde{u}(q) = \frac{1}{L} \int u(z) e^{-iqz} dz, \quad (1.12)$$

y definimos esta función de correlación por

$$S(q) = \overline{\tilde{u}(q)\tilde{u}(-q)}. \quad (1.13)$$

Esta función presenta una relación ante transformaciones de escala como ley de potencia para $q \gg \xi^{-1}$ de la forma

$$S(q) \sim q^{-(1+2\zeta)}, \quad (1.14)$$

y es una herramienta más útil para casos de interfases súper-rugosas ($\zeta > 1$) [8]. Sin embargo, la ley de potencia del factor de estructura se observa mejor en simulaciones y en el tratamiento teórico donde se puede trabajar con sistemas periódicos, algo que en el caso experimental rara vez es posible.

1.2.2. Propiedades dinámicas de las PDMs

Pudiendo ya cuantificar la rugosidad de las interfases, estudiaremos las características de estas interfases en estado dinámico. En la muestra, al aplicar un campo magnético H_z en una dirección, el dominio con magnetización en la misma dirección que el campo es favorecido (ver Fig. 1.6) y la energía del sistema magnético se minimiza cuando una mayor proporción de los momentos magnéticos tienen esa misma dirección. Esto implica que el dominio favorecido aumenta en área y, en efecto, se observa a la PDM desplazarse. A este desplazamiento de la pared se le puede asignar una velocidad media y ver su dependencia con el campo magnético aplicado. Esta relación se muestra en la Fig. 1.9 para PDMs en películas delgadas Pt/Co/Pt, donde se puede observar un crecimiento exponencial a bajos campos magnéticos y una aproximación a una relación

lineal para campos altos [12].

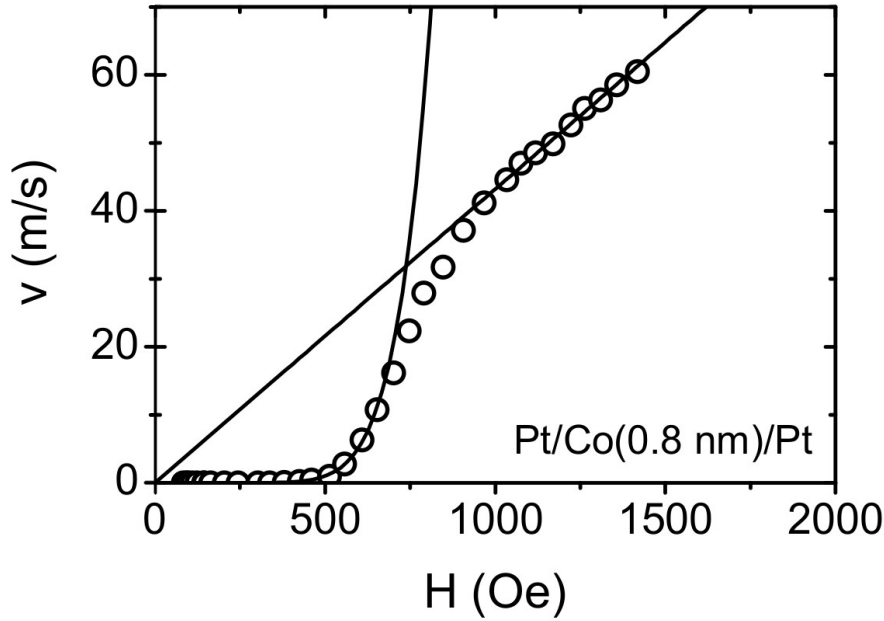


Figura 1.9: Velocidad experimental de PDMs en película delgada de Pt/Co/Pt en función de un campo aplicado perpendicular al plano de la muestra. Las líneas sólidas representan ajustes, uno exponencial a bajos campos y el otro lineal [12]

Este comportamiento lo podemos describir y estudiar también bajo el marco de los DES. El hamiltoniano asociado a un DES considera la elasticidad y el desorden

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_{el} + \mathcal{H}_{des}. \quad (1.15)$$

El término de elasticidad, como ya se había mencionado antes, busca reducir la longitud de la interfase mientras que el término del desorden genera fluctuaciones en la posición, en efecto, haciendo la interfase más larga. Esta es la competencia principal en los DES. En la Fig. 1.10 se muestra el resultado teórico de la curva de velocidad en función de la fuerza aplicada para una interfase elástica en un medio desordenado. Para estudiar el DES nos referiremos a la fuerza, la cual cumple $f \propto H_z$.

Para $T = 0$ notamos que la velocidad es nula para valores de fuerza por debajo de un valor crítico, $f < f_c$. Cuando $f = 0$ se dice que la interfase está en estado de *equilibrio*, y cuando $f = f_c$, el sistema se encuentra en el estado de *depinning*, o desanclaje. Por debajo de esta fuerza la velocidad es nula y por encima deja de serlo. Cerca de f_c y acercándose por $f > f_c$, la velocidad se comporta como $v \sim (f - f_c)^\beta$, donde β es el exponente de *depinning*. Finalmente, para campos magnéticos altos la velocidad es proporcional a la fuerza aplicada, $v \sim f$, en el estado denominado *fast flow* o flujo rápido.

Luego, para $T > 0$, la velocidad deja de ser nula para $0 < f < f_c$. Este es el régimen de *creep* o reptación, donde la variación de velocidad con respecto a la fuerza

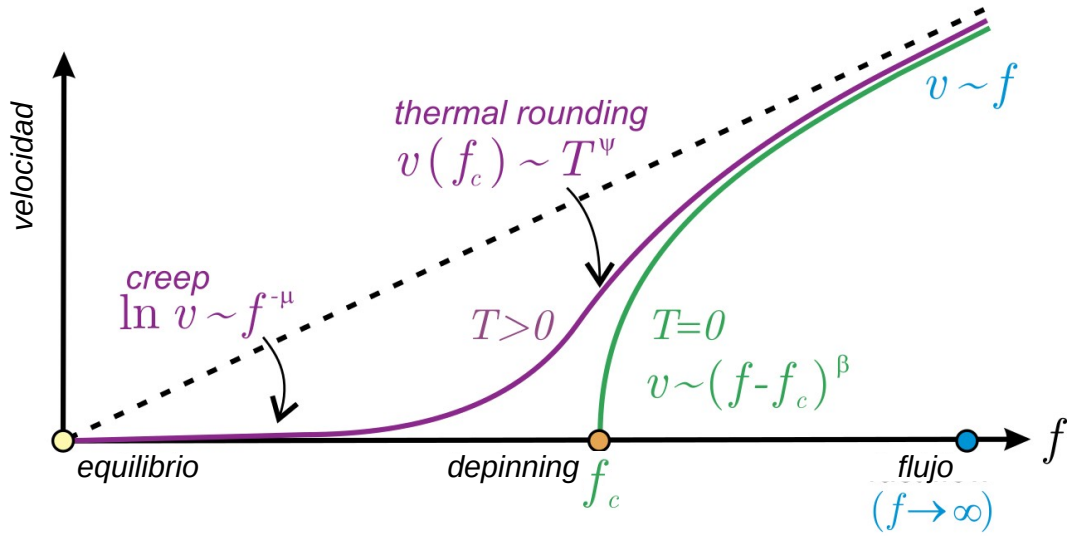


Figura 1.10: Esquema del comportamiento velocidad fuerza para un DES obtenido teóricamente. Se muestran los estados de equilibrio, *depinning* a $T = 0$. Para $T > 0$, se muestran el régimen de creep para bajas fuerzas y el de redondeo térmico para $f \sim f_c$. El régimen de flow se da para fuerzas altas y cualquier temperatura [13].

aplicada es exponencial. La expresión exacta de la velocidad se mostrará más adelante. Notamos que, estando a temperatura no nula y para $f \approx f_c$, el valor específico de una fuerza crítica no está claramente definido [4]. Éste es el régimen de *depinning* y el comportamiento de la velocidad es como $v(f_c, T) \sim T^\psi$ para distintas temperaturas, donde ψ es el exponente de redondeo térmico, lo cual es un tema actual de investigación [14–16]. Por último, para fuerzas altas, $f \gg f_c$, y a cualquier temperatura, las paredes se desplazan con una velocidad promedio proporcional a la fuerza aplicada, lo que se denomina el régimen de *fast flow* y es el mismo que para $T = 0$.

Vemos que acabamos de describir varias propiedades del sistema mediante exponentes que caracterizan el comportamiento. El conjunto del exponente de rugosidad, el β de *depinning*, el μ de *creep* y el ψ de redondeo térmico, traen a la mente un comportamiento de fenómeno crítico, en particular el fenómeno de magnetización. En un material ferromagnético, la magnetización tiene un comportamiento parecido (aunque al revés) entre su parámetro de orden, M , y la velocidad en un DES, v , sobretodo cerca al *depinning*:

- parámetro de orden: $M \sim (T_c - T)^\beta \Leftrightarrow v \sim (f - f_c)^\beta$,
- redondeo del parámetro: $M \sim h^{1/\delta} \Leftrightarrow v \sim T^\psi$,

lo que hace pensar que este conjunto de parámetros representan una *clase de universalidad*, la cual es capaz de describir diversos sistemas. Esto también nos dice que sistemas con mismos exponentes característicos, al pertenecer a la misma clase de universalidad, pueden ser descritos por la misma ecuación de crecimiento o evolución [7, 17].

La idea de universalidad es muy adecuada para los DES, ya que son sistemas que se pueden describir como un objeto geométrico de dimensión d que se desplaza dentro de un medio de dimensión D con desorden. Para las PDMs, la dimensión del objeto geométrico, la cuerda, es $d = 1$ y el medio, la muestra, es $D = 2$. Otros sistemas que se pueden describir de la misma manera son, por ejemplo, las paredes de dominios en materiales ferroeléctricos, el proceso de mojado de un papel (la cuerda es la interfase seco-mojado) o el avance de una colonia de bacterias en un platillo Petri [7]. Además, si se aumenta la dimensión del medio a $D = 3$ podríamos tener el caso de una línea de flujo en un superconductor, y aumentamos la dimensión del objeto para tener $d = 3$ en $D = 3$ tenemos el caso de la deposición de partículas sobre una superficie [7]. Se tienen varios sistemas que se pueden describir de la misma manera debido a sus dimensiones y, a pesar que los detalles físicos sean distintos en cada caso, puede darse que el comportamiento de estos sistemas dispares sean análogos entre sí. La pregunta sería qué tan similar o diferente es el resultado entre distintos sistemas con mismas dimensiones. Es decir, ¿habrá relación entre el desplazamiento de una PDM y el desplazamiento del agua de mar en la orilla? (Fig. 1.11)

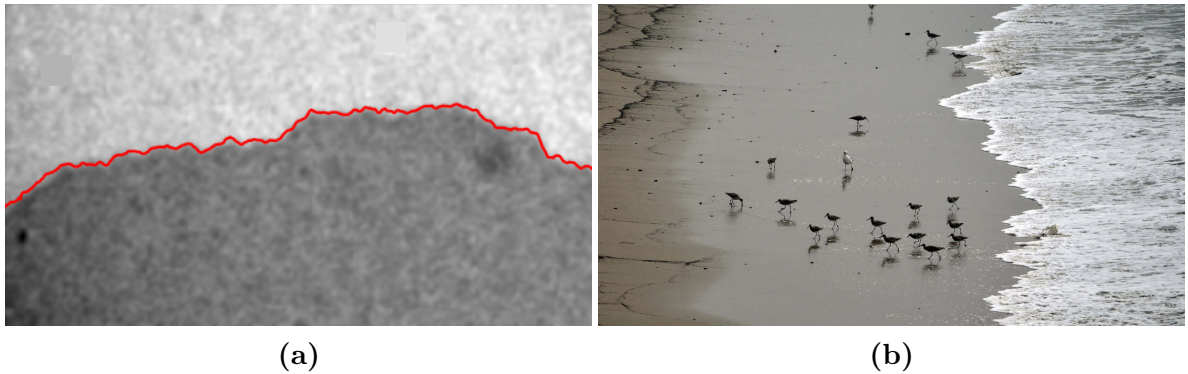


Figura 1.11: Una (a) pared de dominio magnético y (b) el agua de mar avanzando en la orilla no parecen tener mucho en común pero se les comparan respecto a sus dimensiones. La pared y el frente de agua que avanza en la arena son objetos unidimensionales en un medio bidimensional con desorden.

En esta tesis queremos explorar la universalidad de un régimen en particular, el de *creep*, donde $0 < f < f_c$ y $T > 0$. Es decir, queremos darle valores a los exponentes que definen el régimen. Ya sabemos cómo podemos medir el exponente de rugosidad por lo que vimos en la sección anterior y ahora vamos a estudiar la dinámica y ver qué podemos aprender sobre el exponente de *creep*. Entonces, de la curva $v(f)$ se observa que bajo estas condiciones dinámicas, la velocidad crece exponencialmente en este régimen. Son las fluctuaciones térmicas lo que permite que la pared se desplace, escapándose de estados metaestables generados por el desorden. El tiempo característico de escape está dado por la ley de Arrhenius,

$$\tau = \tau_0 e^{\frac{\Delta E}{k_B T}}, \quad (1.16)$$

donde ΔE es la barrera energética típica en el paisaje del desorden, k_B es la constante de Boltzmann y τ_0 es una escala temporal típica. Si la interfase avanza una distancia u_0 al superar la barrera ΔE , entonces podríamos tener una expresión para la velocidad como

$$v = v_0 e^{-\frac{\Delta E}{k_B T}}, \quad (1.17)$$

donde $v_0 = u_0/\tau_0$. Vemos entonces que la cantidad crucial para caracterizar esta velocidad es la barrera energética típica, ΔE . Si queremos encontrar una expresión para esta energía podemos suponer que un salto típico de un estado metaestable al siguiente será suficiente y que la interfase pasa bastante tiempo en cada estado metaestable. Esto implica una dinámica cuasi-estática, por lo que podemos aproximar que la interfase está en equilibrio [18].

Siendo la energía elástica proporcional a la longitud de la interfase, tenemos que

$$E_{el} = c \int_L \sqrt{1 + \left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2} dz, \quad (1.18)$$

siendo c la densidad lineal de energía elástica. Para el caso de pequeñas fluctuaciones, cuando la derivada dentro de la raíz cuadrada es muy pequeña, podemos aproximar $\sqrt{1+x^2} \approx 1 + x^2/2$ y tenemos una nueva expresión para la energía elástica:

$$E_{el} \sim \frac{c}{2} \int_L \left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 dz, \quad (1.19)$$

conocida como el límite armónico.

Recordemos ahora las relaciones de transformación de escala vistas en la sección anterior. Debido a que la función $u(z)$ es una función auto-afín y que el estado de la interfase se aproxima al equilibrio, la rugosidad global de la interfase se comporta como $W(L) \sim L^{\zeta_{eq}}$, donde ζ_{eq} cuantifica la rugosidad en este estado. En la siguiente sección discutiremos el valor que éste y otros exponentes pueden tomar. Luego, de igual manera tenemos que $u(L) \sim L^{\zeta_{eq}}$ [4, 19]. Esto nos permite establecer una relación de transformación de escala para la energía elástica que, por ser expresada con el exponente de rugosidad que cuantifica la rugosidad de $u(z)$, contiene en sí al desorden del sistema. Esta relación tiene la forma

$$E_{el} \sim \int_L \left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 dz \sim \left(\frac{L^{\zeta_{eq}}}{L}\right)^2 L \sim L^{2\zeta_{eq}-1}. \quad (1.20)$$

También, al moverse la interfase de un estado metaestable al siguiente lo hace porque hay una fuerza $f \neq 0$, y entonces la interfase cubre un área $S \sim \Delta u L$, resultado de varios eventos menores de avance [19, 20]. Nuevamente, siendo $u(z)$ una función auto-

afín podemos decir que $u \sim L^\zeta$ y por lo tanto $S \sim L^{\zeta_{eq}+1}$. El cambio de energía que aporta este movimiento se expresa mediante la fuerza aplicada, $E \sim -fL^{\zeta_{eq}+1}$, y es negativa porque la fuerza, así como el campo magnético H_z que alinea los momentos magnéticos, disminuye la energía del sistema.

Resumiendo los cálculos recién hechos, hemos supuesto que la ΔE que queremos hallar será igual al cambio de energía debido al avance de la interfase y al cambio de la energía elástica. Esto nos da la siguiente relación para la barrera energética típica:

$$\Delta E \sim aL^{2\zeta_{eq}-1} - bfL^{\zeta_{eq}+1}, \quad (1.21)$$

donde a y b son constantes de proporcionalidad. Hallando el valor crítico de esta ecuación nos da una longitud, L_{opt} , que es la longitud óptima que la interfase debe avanzar para encontrar el siguiente estado metaestable de menor energía [13]. Este valor de L_{opt} nos da una barrera energética máxima

$$\Delta E = U_c \left(\frac{f}{f_c} \right)^{-\mu} \quad (1.22)$$

con U_c siendo una escala de energía asociada al desorden y μ , el exponente crítico de *creep*, el que indica cómo varía la barrera de energía con la fuerza externa. Esto nos da el mayor tiempo τ (Ec. 1.16) que el sistema térmicamente activado pasa en un valle del paisaje energético desordenado [18]. De aquí obtenemos la velocidad de *creep* dada por

$$v = v_0 \exp \left[-\frac{U_c}{T} \left(\frac{f}{f_c} \right)^{-\mu} \right]. \quad (1.23)$$

El exponente de *creep*, μ , queda definido por

$$\mu = \frac{2\zeta_{eq} - 1}{2 - \zeta_{eq}}. \quad (1.24)$$

Esta expresión para μ es notable porque relaciona las propiedades estáticas de equilibrio del sistema y su geometría con una cantidad dinámica.

1.2.3. Relación entre propiedades dinámicas y geométricas y clases de universalidad

El análisis geométrico de las interfases, mostrado en la sección 1.2.1, es útil para entender la física presente en el fenómeno. Por ejemplo, en el régimen de *fast flow* donde la velocidad promedio de la pared es directamente proporcional a la fuerza aplicada sobre la interfase y el desorden de la muestra se comporta como un ruido térmico efectivo. Este comportamiento se puede asociar a la ecuación Edwards-Wilkinson,

$$\frac{\partial u(z, t)}{\partial t} = \nu \frac{\partial^2 u(z, t)}{\partial z^2} + \eta(z, t), \quad (1.25)$$

donde $\eta(z, t)$ es el ruido térmico, descorrelacionado en tiempo y espacio. A esta ecuación se le pueden aplicar las relaciones de transformación de escala y concluir que el exponente de rugosidad que describe este régimen es $\zeta_{ff} = 1/2$ [7]. De esta manera se puede asociar el exponente de rugosidad a una ecuación que describa el movimiento de la interfase y, de igual manera, los estados de equilibrio y *depinning* están caracterizados por exponentes de rugosidad ζ_{eq} y ζ_{dep} , respectivamente. Los valores de los exponentes de rugosidad para interfases 1D en medios desordenados 2D obtenidos por métodos numéricos [13, 21] son:

- Equilibrio: $\zeta_{eq} = 2/3$;
- *Depinning*, términos armónicos: $\zeta_{dep, arm} = 1.25$;
- *Fast Flow*: $\zeta_{ff} = 1/2$.

Cada estado dinámico parece estar relacionado con un parámetro geométrico. Como se desarrolló anteriormente, hemos visto que el régimen de *creep* está definido por μ y el exponente de rugosidad de equilibrio, ζ_{eq} (Ec. 1.24). Con el valor de $\zeta_{eq} = 2/3$ se tiene que $\mu = 1/4$, lo cual ha sido ampliamente comprobado en experimentos y simulaciones numéricas [4, 21]. Entonces, esto sugiere que si se puede cuantificar la rugosidad de un sistema, de esa manera podríamos inferir sobre la dinámica de éste. Pero, como se mencionó anteriormente, en la sección 1.2.1, el comportamiento de las funciones de correlación muestran una relación de transformación de escala como ley de potencia para un cierto rango de longitudes. Esto es, considerando que cierta longitud característica, denominada ξ , existe y sea mayor que la longitud de la ventana bajo estudio. Entonces si tenemos una interfase de un cierto tamaño, un tamaño suficientemente grande como para tener todas las longitudes características posibles ahí contenidas, se podrían observar diversas relaciones de transformación de escala, con distintos exponentes de rugosidad para cada uno de los regímenes.

Esto se propone en la Fig. 1.12 (extraído de [22]), la cual presenta las diferentes longitudes características que se pueden presentar en un DES como las PDMs para bajas temperaturas, $T \rightarrow 0$. El diagrama nos dice que por debajo de la fuerza crítica la longitud L_{opt} define las propiedades geométricas de la interfase. Si se tiene una interfase sometida a una fuerza $f < f_c$ y suficientemente larga tal que $L > L_{opt}$, se espera ver una geometría descrita por el exponente de *depinning*. Si $L < L_{opt}$ se espera ver una geometría descrita por el exponente de equilibrio.

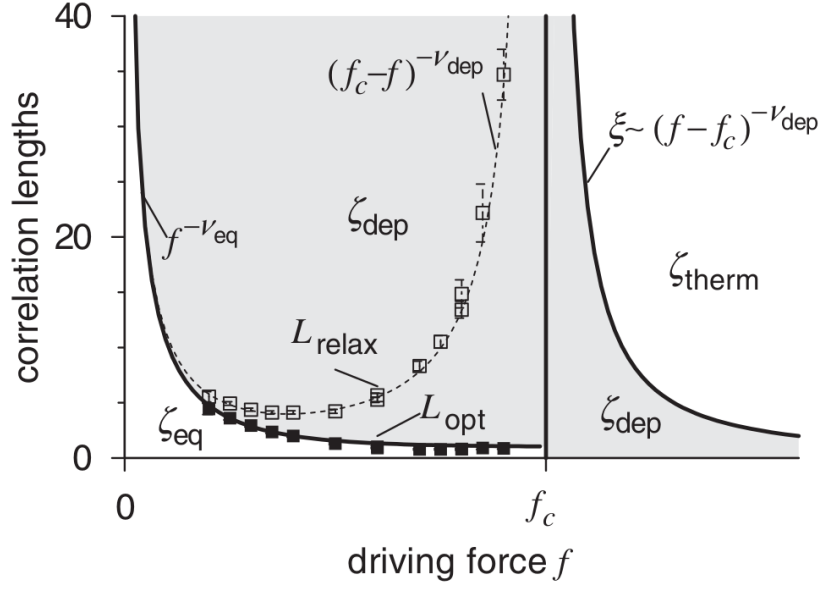


Figura 1.12: Diagrama de fases dinámicas extraído de [22], donde se muestran las distancias características (cuando $T \rightarrow 0$) que separan escalas de longitudes descritas por distintos valores del exponente de rugosidad. Para el régimen de *creep* que estudiamos en esta tesis, con $f < f_c$, la longitud L_{opt} indica un tamaño de interfase característico por debajo del cual solamente observaríamos el exponente de rugosidad, ζ_{eq} , y por encima del cual el sistema estaría descrito geoméricamente por ζ_{dep} .

1.3. Motivación y objetivos de la tesis

Desde un punto de vista tecnológico las PDMs son de gran interés, sobre todo en el desarrollo de nuevas tecnologías como memorias magnetoresistivas de acceso aleatorio (MRAM, *magnetoresistive random access memory*), memorias tipo pistas magnéticas (*racetrack memory*), y sensores magnéticos [23–25]. Incluso se pueden fabricar compuertas lógicas magnéticas donde, en lugar de haber electrones, son PDMs quienes se propagan a través del circuito hecho de material magnético [26]. Estas son tecnologías que podrían, en un futuro, resultar en dispositivos de menor tamaño, menor latencia en la transmisión de datos, y menor consumo energético. Desde el punto de vista científico también son interesantes ya que representan sistemas que pueden ser estudiados en el contexto de materia condensada, ciencia de materiales y física estadística.

Esta tesis tiene como objetivo principal el estudio de las propiedades geométricas de las PDM en una película delgada de $\text{Gd}_{32}\text{Fe}_{61.2}\text{Co}_{6.8}$. Para cuantificar y estudiar estas propiedades desarrollaremos una herramienta computacional para el procesamiento y estudio de paredes de dominios magnéticos. Así, trabajaremos en configuraciones experimentales con diferentes intensidades de campo magnético, tanto perpendicular y paralelo a la superficie de la muestra, para estudiar la influencia que cada uno tiene sobre la rugosidad y la dinámica de la PDM.

La herramienta computacional será un código que deberá ser capaz de definir y cuantificar, partiendo de imágenes, la posición de la PDM como se discutió anteriormente. También se emplearán las definiciones de las funciones de correlación para desarrollar métodos numéricos capaces de cuantificar la rugosidad, calcular los exponentes de rugosidad y pre-factores para cada método. Aparte de los resultados específicos a la muestra de GdFeCo, se espera que el código desarrollado pueda ser utilizado también en las simulaciones micromagnéticas siendo desarrolladas en el Grupo de Teoría de la Materia Condensada.

Capítulo 2

Procedimiento experimental para la captura de imágenes

El primer paso antes de la digitalización de las PDMs es la captura de imágenes. Nuestro objetivo es obtener las mejores imágenes posibles de los dominios para luego procesarlas. Esto implica tener muestras con buen contraste para diferenciar los dominios, iluminar apropiadamente las muestras y tener control de la velocidad de desplazamiento de las PDMs para estudiar distintas velocidades. En este capítulo detallaremos las características de las muestras, el equipo utilizado para visualizar los dominios magnéticos, así como los protocolos seguidos para generar los dominios magnéticos y medir las propiedades dinámicas de las PDMs.

2.1. Muestras

Las muestras estudiadas en esta tesis fueron películas delgadas de $\text{Gd}_{32}\text{Fe}_{61.2}\text{Co}_{6.8}$ con un espesor de 10 nm, crecidas en un sustrato silicio con una capa de óxido de silicio de 100 nm de espesor, una capa buffer de Ta de 5 nm y una tapa de Pt de 5 nm, fabricadas en el Lawrence Berkeley National Laboratory por el equipo de trabajo formado por J. Gorchon, C.-H. Lambert, S. Salahuddin y J. Bokor. El GdFeCo , y materiales de composición similar, son aleaciones ferrimagnéticas compuestas de dos subredes, una de la tierra rara y otra de los metales de transición, con acoplamiento antiferromagnético entre éstas. Este tipo de materiales son actualmente de gran interés debido a su posible aplicación en dispositivos espintrónicos y memorias magnéticas [27–29].

Al tener este acople antiferromagnético entre las subredes y debido a que cada una tiene una magnetización distinta se obtiene un momento magnético neto. El material muestra anisotropía perpendicular al plano de su superficie por lo que los momentos magnéticos en cada dominio prefieren apuntar hacia arriba o hacia abajo, rotando fuera

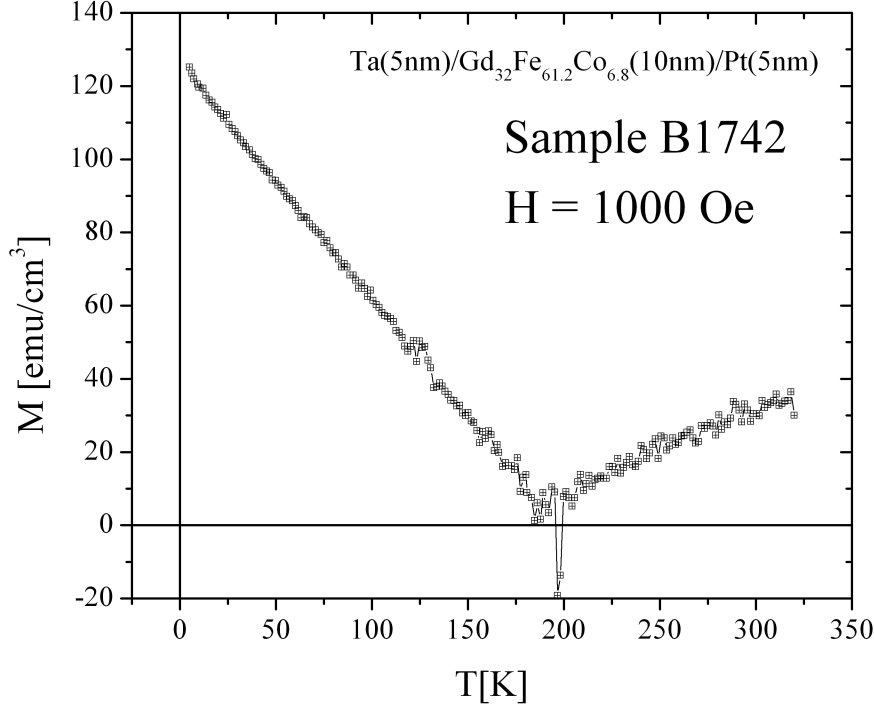


Figura 2.1: Medición de la magnetización de la muestra realizada en un magnetómetro tipo SQUID por J. Curiale y L. Albornoz. El valor temperatura para el cual la magnetización se anula es la temperatura de compensación magnética, la cual para esta muestra es $T_M \approx 180$ K.

de estas orientaciones solamente en las PDMs. Este orden magnético del ferrimagneto desaparece por encima de cierta temperatura crítica, T_C , pero ya que la magnetización de cada subred también depende de la temperatura, por debajo de esta T_C existe otra temperatura en la cual la magnetización de las subredes se compensan entre sí. Ésta es llamada la temperatura de compensación magnética, T_M [1], y será importante tenerla en cuenta al querer estudiar los dominios magnéticos ya que el orden magnético de las subredes, es decir, cuál de ellas muestra mayor magnetización, cambia al cruzar esta temperatura. Como puede verse en la Fig. 2.1, donde se muestra una medición de la magnetización en un SQUID, la anulación se produce cerca de $T_M \approx 180$ K, lo que sería entonces nuestra temperatura de compensación magnética.

2.2. Configuración del microscopio PMOKE

La observación de los dominios magnéticos en las muestras es posible gracias a la utilización de un microscopio magneto-óptico de efecto Kerr polar (PMOKE, por sus siglas en inglés). Como su nombre lo declara, este tipo de microscopio se basa en el efecto Kerr, en el cual varían la polarización y la intensidad de luz que se refleja según las propiedades magnéticas del material. Este efecto se debe a la interacción entre la

luz y la magnetización de un medio sólido, la cual puede estar orientada en el plano de la muestra o perpendicular a ella. La denominación *polar* en nuestro caso indica que la iluminación es normal al plano de la muestra, lo cual optimiza la calidad de la imagen y maximiza el efecto Kerr detectado, ya que la magnetización se encuentra también perpendicular al plano de la superficie [1].

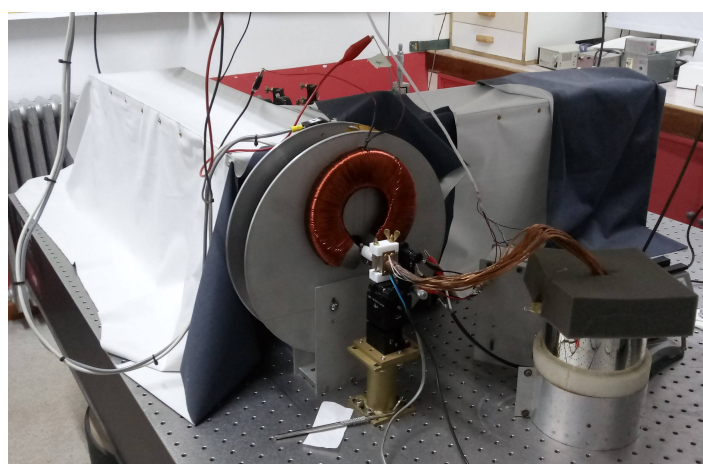
El microscopio utilizado se puede ver en la Fig. 2.2a, está montado sobre una mesa óptica, y se encuentra en el Laboratorio de Resonancias Magnéticas del CAB. También, en la Fig. 2.2b se presenta un diagrama del microscopio, sus partes, y mediante la línea roja se muestra el recorrido del haz. Este microscopio consiste de un *LED* rojo de alto brillo cuya luz pasa por un lente y un diafragma para regular la dirección del haz y la región de la muestra que se ilumina. Este haz luego pasa por un polarizador lineal para establecer una polarización inicial y por un *beam splitter*, o divisor de haz, que dirige una parte de la luz hacia la muestra, pasando primero por un objetivo para enfocar la imagen. La posición del objetivo es controlada por un actuador piezoeléctrico que permite moverlo pequeñas distancias con precisión al buscar el enfoque adecuado. A continuación, el haz que incide sobre la muestra es reflejado y pasa por un segundo polarizador, llamado el analizador, el cual es configurado de manera que se puede observar la diferencia en polarización entre la luz incidente y la reflejada. Este haz reflejado se dirige a la cámara digital, marca QImaging, modelo *EXi Blue*.

La muestra se coloca cerca del centro de una bobina cilíndrica que genera el campo magnético perpendicular al campo de la muestra, H_z , y se denomina *Bobina Grande 1* (BG1). A los lados de la muestra se encuentran los bornes de una herradura circular enrollada con alambre, siendo este el electroimán que genera el campo magnético en el plano de la muestra, H_x , al que se ha denominado simplemente *Electroimán 1* (EM1). La corriente de la BG1, I_z , se controló con la fuente GW Instek 4303S y la del EM1, I_x , con el Agilent E3631A.

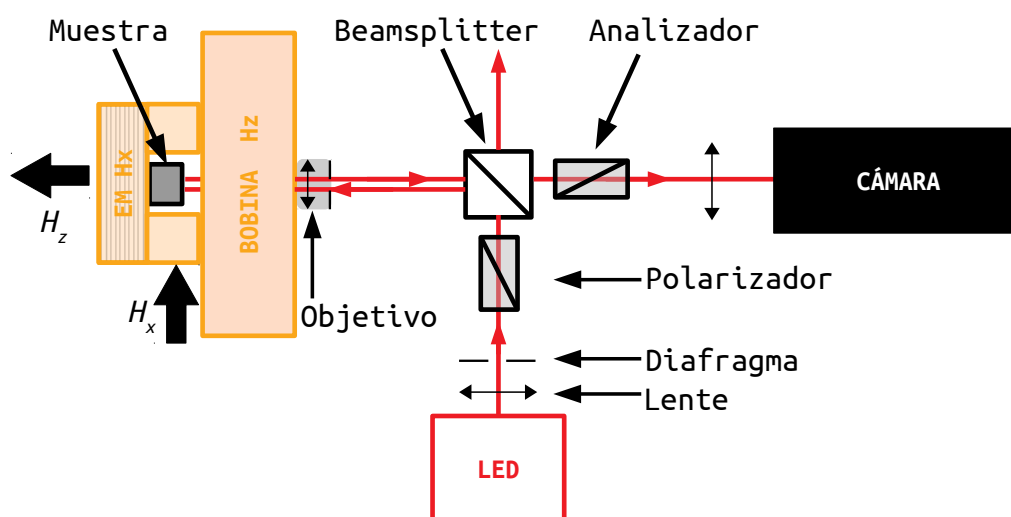
La alineación de la superficie de la muestra con los electroimanes y con el haz de luz incidente es crucial para poder obtener una imagen clara. Primero, la muestra tiene que estar suficientemente cerca como para que el objetivo pueda enfocar la imagen. Luego, se puede recorrer el área de su superficie para ubicar una región con una mínima cantidad de defectos o centros de nucleación. Una vez elegida esta región, el portamuestras permite girar la muestra respecto al eje x , la misma dirección del campo H_x , y respecto al eje y , perpendicular a la mesa óptica. Girar respecto a ambos ejes ayuda a mejorar la iluminación de la muestra pero para asegurar que el plano de la muestra esté paralelo al eje x se coloca un campo magnético $H_x \neq 0$ relativamente alto. Si está desalineado habrá una proyección de H_x sobre el eje z , lo que causará crecimiento de los dominios presentes, pero si está alineado no habrá movimiento alguno. De esta manera se optimiza la alineación.

Como parte del microscopio PMOKE también se utilizó un regulador de tempe-

ratura Lakeshore 330. El portamuestras está en contacto térmico con un dedo frío sumergido en nitrógeno líquido para enfriar el portamuestra, el cual a su vez tiene bobinado un calefactor y puesto un termómetro (Pt100) conectados ambos al controlador de temperatura. de esta manera se puede controlar la temperatura de la muestra. El control de temperatura es importante para mantener a la muestra a la misma temperatura, ya que en estos materiales la velocidad es muy sensible a las variaciones de este parámetro [28].



(a)



(b)

Figura 2.2: (a) Microscopio PMOKE utilizado para obtener las imágenes de los dominios magnéticos, ubicado en el Laboratorio de Resonancias Magnéticas del CAB. (b) Diagrama del camino óptico y componentes del microscopio PMOKE.

2.3. Nucleación, desplazamiento y fotografiado de las PDMs

Teniendo la muestra colocada y alineada, la temperatura constante a 294 K y la imagen enfocada, se procede a nuclear dominios magnéticos. El protocolo seguido se presenta en la Fig. 2.3, donde mostramos, en función del tiempo, la intensidad y sentido del campo magnético H_z que aplicamos, así como los tiempos en los que se capturan las imágenes. Primero se satura la muestra aplicando un campo H_z alto. El control del valor de este campo magnético se realiza con una fuente de corriente, por lo que se tiene que tener presente el valor de calibración, el cual fue $\Delta H_z / \Delta I_z \approx 11$ Oe/A. Teniendo este valor, podemos verificar que para saturar la muestra aplicamos un campo magnético negativo $H_z \approx -60$ Oe. Esto significa que la muestra está totalmente magnetizada en una misma dirección. Luego, con polaridad opuesta, se aplica un campo magnético de menor magnitud, $H_z \approx 40$ Oe. Esto nuclea dominios en algunos sitio de la muestra, usualmente en los puntos de la muestra donde es menor la energía de nucleación. Finalmente se aplica un campo magnético de aún menor magnitud de manera que la PDM se desplace y sea capturada por la cámara. Este último valor de campo magnético se mantiene mientras la pared se desplaza y se realizan varias capturas de imagen. Utilizamos dos valores de campo magnético para desplazar las PDMs, $H_z = 37.4$ Oe y $H_z = 41.8$ Oe.

La cámara digital captura una imagen de la PDM en desplazamiento cada cierto intervalo de tiempo, Δt . Este se puede modificar en el programa de captura utilizado, Micro-Manager, el cual es de fuente abierta (*open source*) y gratis. El intervalo lo elegimos de acuerdo a la velocidad de la pared: 5 s para una pared lenta ($\sim 5 \times 10^{-8}$ m/s) y 1 s para las más veloces ($\sim 8 \times 10^{-6}$ m/s). La captura de imágenes es automática y se elige de antemano la cantidad de capturas. Además, regulamos la exposición de la cámara, medida en milisegundos, la cual indica el tiempo que dura cada captura. Como es deseable tener el mayor detalle y definición posible en las imágenes optamos por usar exposiciones bajas, de 15 ó 20 ms, para paredes de alta o baja velocidad, respectivamente. Una exposición corta como esta reduce la cantidad de luz total que entra a la cámara pero ayuda a mantener una imagen con buen contraste y detalle, de modo que el contorno de la pared no se ve borroso.

2.4. Medición de velocidad de las PDMs

Cuando las PDMs se desplazan no lo hacen de manera uniforme. El desorden de la muestra y las imperfecciones, es decir, puntos de anclaje, la retienen. Esto se observa en la Fig. 2.4, donde se han superpuesto tres instancias del avance de una misma pared,

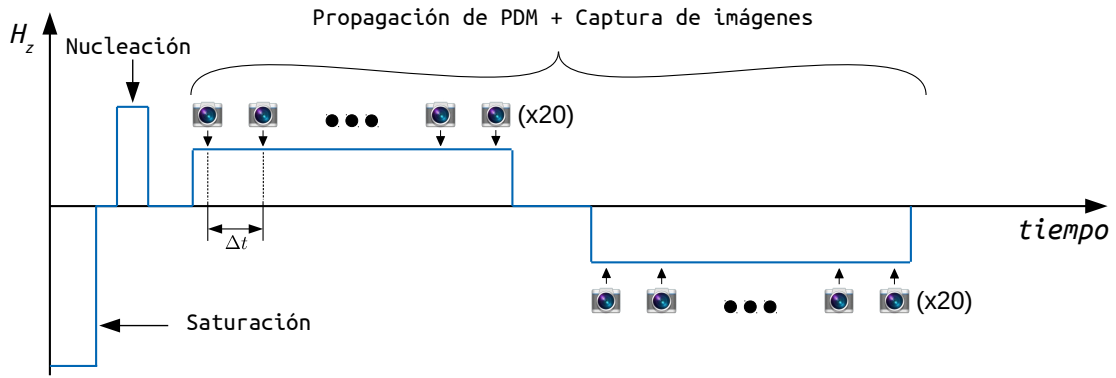


Figura 2.3: Esquema del protocolo de captura de imágenes. La saturación se realiza con un campo magnético alto, la nucleación con uno más bajo y en polarización opuesta al de nucleación. La saturación no tiene tiempo determinado ya que el proceso es prácticamente instantáneo a campos altos. La nucleación es usualmente un pulso corto, alrededor de 200 ms. Luego se desplaza la pared con un campo magnético de menor intensidad. El tiempo de captura y la cantidad de imágenes que se graban depende de cuánto le tome a la pared recorrer el área que observa la cámara. Después se invierte la polarización y se repite el desplazamiento, ahora en dirección opuesta, para poder capturar más imágenes y tener más estadística.

cada una separada temporalmente por un Δt . Notemos el interior de la circunferencia roja. Al moverse la pared de la primera a la segunda posición, ésta se ancló, sin embargo, al llegar a la tercera posición la pared se desancló. Este comportamiento hay que tener en cuenta al medir la velocidad promedio de la pared ya que su desplazamiento es afectado por los *centros de anclaje* fuerte, que la deforman. Entonces para trabajar con estas paredes, se miden del orden de diez desplazamientos representativos del avance general de la pared y se calcula una velocidad media de la forma

$$v_{DW} = \frac{1}{N\Delta t} \sum_i^N \Delta x_i. \quad (2.1)$$

donde N es el número de desplazamientos medidos. El proceso se repite para otros intervalos múltiples de Δt . De esta manera podemos establecer en qué región dinámica (*creep*, *depinning* o *flow*) nos encontramos. Es posible también utilizar desplazamientos mayores para intervalos de tiempo mayores, por ejemplo $2\Delta t$, que en la Fig. 2.4 sería un desplazamiento desde la primera configuración de pared hasta la tercera.

La curva de velocidad para esta muestra de GdFeCo fue inicialmente medida por L. Albornoz. El resultado de esta medición se presenta en la Fig. 2.5a, donde se observa un crecimiento exponencial de la velocidad para campos magnéticos bajos. Este comportamiento se observa con mayor claridad al cambiar la escala de los ejes, $v \rightarrow \log(v)$ y $H_z \rightarrow H_z^{-1/4}$. El régimen de *creep* es ahora claro por la coincidencia de la línea roja, representando la ley de *creep*, y los datos. Es importante mencionar que la medición de la velocidad es necesaria para conocer la magnitud del campo magnético perpendicular al plano aplicado. La medición de la velocidad, Fig. 2.5, se realizó primero estudiando

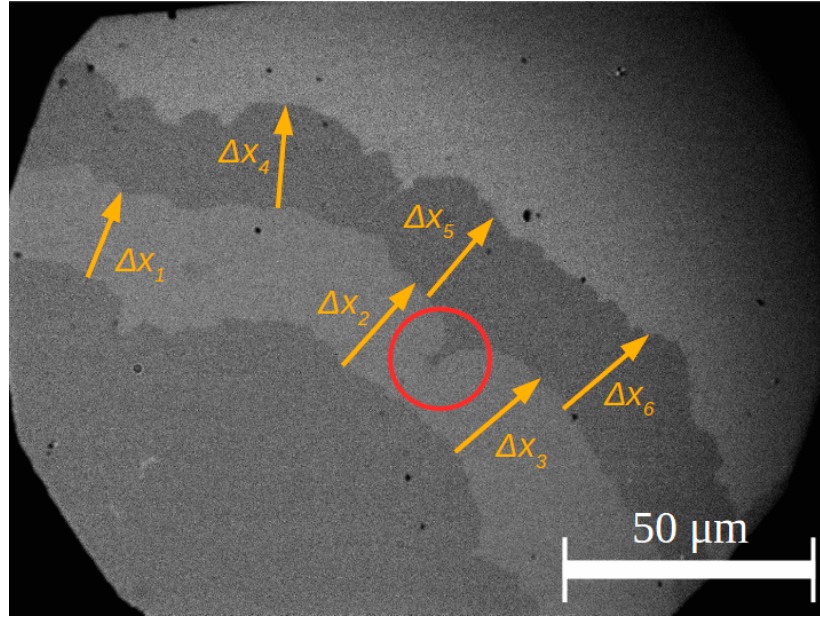


Figura 2.4: La velocidad promedio de la PDM se calcula promediando varios desplazamientos Δx_i divididos por el intervalo de tiempo que le corresponde a ese desplazamiento, Δt . Esto se realiza para un mismo valor de campo magnético aplicado. Notemos que la pared no se desplaza uniformemente. Hay segmentos que avanzan más que otros y algunos que incluso se anclan, como en el punto de anclaje dentro de la circunferencia roja.

la relación entre I_z y H_z con una sonda Hall. Luego se retiró la sonda Hall y en el mismo lugar se colocó la muestra para medir las velocidades de las PDMs. Luego, al agregar el electroimán y mover la muestra para observar PDMs en otra región la proporción $\Delta H_z / \Delta I_z$ cambió porque el campo magnético entre los bornes del electroimán no es uniforme [30]. Sin embargo, al ser la misma muestra, el perfil de $v(H_z)$ es el mismo, y usando los valores de velocidad hallamos el campo H_z aplicado.

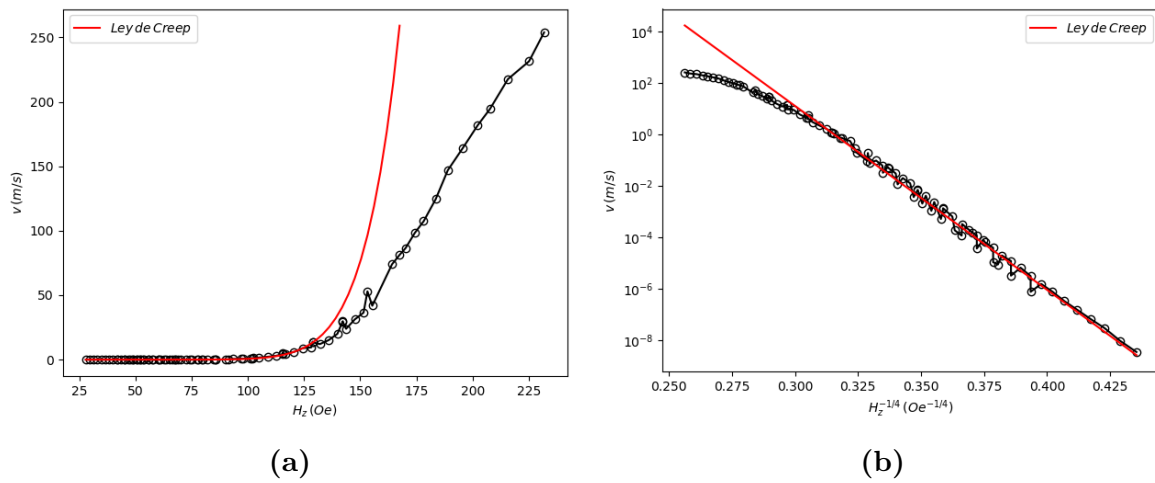


Figura 2.5: Curva típica de velocidad promedio en función del campo magnético aplicado perpendicular al plano en (a) escala lineal y (b) escala modificada: la abscisa se transforma de H_z a $H_z^{-1/4}$ y la ordenada se encuentra en escala logarítmica. Datos extraídos de [30].

Capítulo 3

Digitalización y análisis de las Paredes de Dominios Magnéticos

Antes de poder analizar la geometría de las PDMs éstas deben ser digitalizadas. El microscopio PMOKE permite diferenciar entre los dominios, como se observó en el capítulo anterior, pero determinar las coordenadas de la transición entre un región y otra no es un proceso directo. La región en la que ocurre esta transición, el ancho aparente de la pared entre los dominios, es finito y no siempre uniforme en toda la imagen. Es decir, la transición no es abrupta y diversos factores como variaciones en iluminación o defectos en la imagen deben considerarse al establecer un protocolo para elegir el centro de la pared. En este capítulo se detallará el protocolo utilizado y detalles sobre el programa desarrollado para llevarlo a cabo. Esto incluye la programación, procesamiento y transformaciones aplicadas a las imágenes para obtener las coordenadas de la pared, así como las pruebas realizadas para demostrar la robustez del proceso. Por último se brindarán detalles del análisis de rugosidad de las PDMs.

3.1. Requerimientos de la detección

Las imágenes obtenidas de la cámara del microscopio PMOKE son archivos TIFF de 14-bit de profundidad de color y 1.4 megapíxeles de tamaño. Parte del trabajo de esta tesis involucra el análisis de un número muy grande de imágenes como éstas, por lo que se requiere un método eficiente para analizarlas. Todo el código para el procesamiento y manipulación de imágenes se hizo en el lenguaje *Python*, el cual es compatible con diversos sistemas operativos y, pensando en un futuro usuario, es suficientemente fácil de aprender. Estas son características útiles ya que el código será utilizado en el laboratorio y en computadoras donde analicen PDMs reales y simuladas, y cada usuario puede agregar rápidamente cualquier funcionalidad que necesite.

Por otra parte, fue necesario diseñar un código propio para la digitalización de las

PDMs ya que los algoritmos usuales para la detección de bordes fallaban debido a las condiciones de iluminación irregular, la presencia de defectos en la muestra y en la óptica del microscopio (por ejemplo, partículas en el objetivo, difíciles de sacar sin desarmar o mover el portamuestra). Para encontrar una zona de trabajo adecuada en la muestra es necesario moverla hasta encontrar una región libre de estos defectos. Pero al mover la muestra el perfil de iluminación sobre la muestra cambia, de manera que un lado resulta ligeramente mas brillante que otro. Nos resultó más fácil realizar la corrección en nuestro código que realizar la alineación nuevamente ya que son desplazamientos muy pequeños. La ventana de visualización de la muestra que la cámara captura nos permite ver sólo una fracción de la muestra, un área aproximadamente de $150\mu m \times 100\mu m$ con el objetivo de 20X. Adicionalmente, diseñar un código propio ayuda en hacer eficiente el proceso de calcular los parámetros de rugosidad definidos en la sección 1.2.1, ya que podemos combinar el algoritmo de detección con los algoritmos de cálculo en una misma herramienta.

3.2. Procesamiento de imágenes y vectorización de la PDM

Las imágenes se pueden importar a una matriz con valores de escala de grises como elementos. La importación de la imagen se realizó con la librería *imageio*¹ sin modificación en la profundidad de bits o en las dimensiones. Luego se prepara la imagen para ser procesada por el algoritmo de detección. Este proceso se ilustra en la Fig. 3.1. Una vez importada la imagen original (Fig. 3.1a) notamos que, en este caso, la tenemos que rotar ya que la dirección de crecimiento de los dominios no es un factor que se pueda controlar por conveniencia. La imagen se rota 90° de manera que la PDM esté vertical (Fig. 3.1b). Finalmente se recorta para que no incluya los bordes del diafragma y solo se vea la sección que se desea estudiar, lo que resulta en la Fig. 3.1c.

A simple vista las regiones de distinta magnetización son fáciles de diferenciar en las imágenes, siendo una más clara que la otra. Sin embargo, determinar las coordenadas para la pared es más complicado ya que al examinar los píxeles de cerca esta diferencia en intensidad entre dominios es menos notoria. A modo de ejemplo, en la Fig. 3.2 se puede ver el perfil de intensidad de la fila #300 de la imagen. La variación en los valores de intensidad originales de los píxeles (“Data Original”) y la diferencia en la transición de alta intensidad a baja son de orden similar. Para poder asegurarnos que estas variaciones no se confundan con la transición entre dominios se puede aplicar el filtro *Gaussian Blur*, o desenfoque *gaussiano*, a la imagen, el cual promedia los valores de intensidad alrededor de cada píxel pesándolos con una campana gaussiana

¹[imageio.github.io](https://github.com/imageio/imageio)

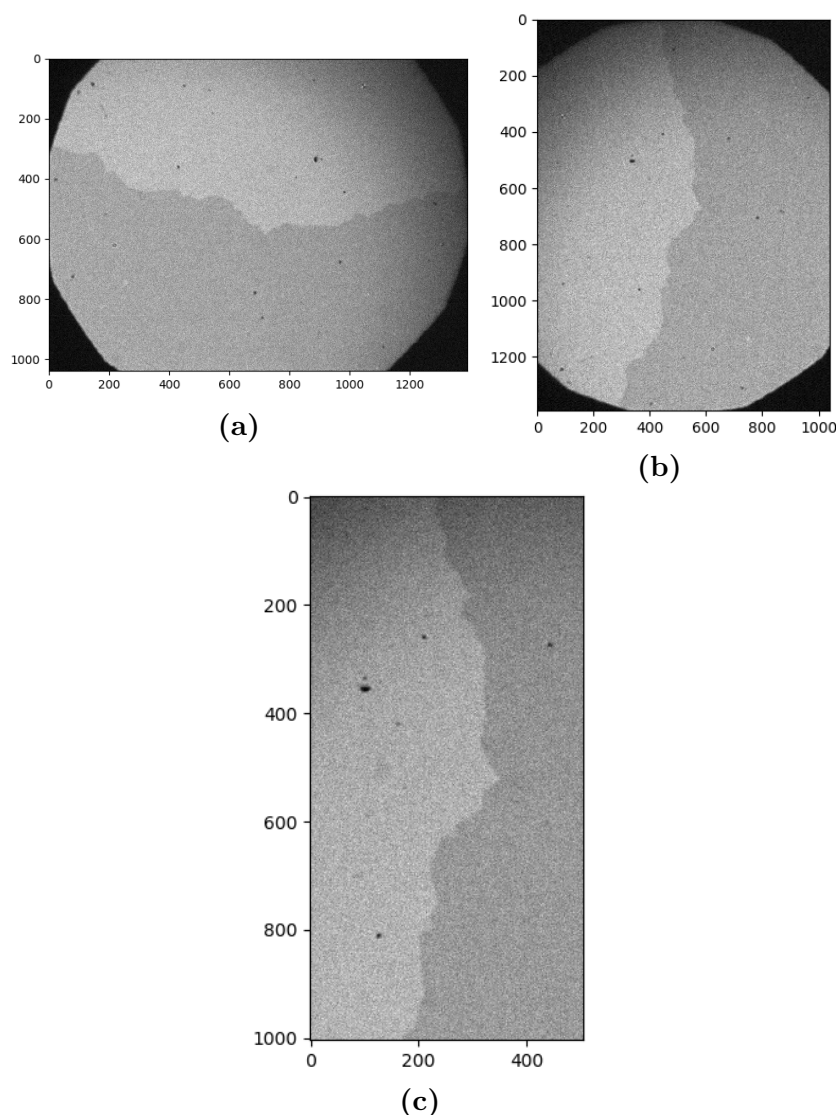


Figura 3.1: Importación de la imagen. (a) Imagen original, de 1040×1392 px² de tamaño, lo que equivale a un área aproximada de 120×160 μm^2 . (b) La imagen original se rotó por 90° y sin perder contraste o definición de la imagen. (c) La imagen rotada se recortó a un tamaño de 745×466 px², lo que equivale a un área aproximada de 87×55 μm^2 .

de desviación estándar σ y centrada en él. La curva “Data + Blur” muestra que el resultado del desenfoque hace la transición más notoria.

Para ubicar la transición se crea una función llamada *derivada trozada*. Esta función toma como entrada una fila de la imagen como un vector y devuelve un vector de igual dimensión. Al i -ésimo elemento del vector de salida se le asigna la pendiente calculada por mínimos cuadrados de un subconjunto de píxeles que consiste del i -ésimo píxel más una cantidad n de píxeles a la izquierda y derecha de éste. Este parámetro n es modificable y proponemos que su valor debe ser uno tal que $2n$ píxeles sea del orden o menos del ancho de la transición observada. En la Fig. 3.3 mostramos el mismo perfil de la pared vista en la Fig. 3.2 junto con el resultado de la función *derivada trozada*. Notamos que el valor extremo (en este caso un mínimo) de la *derivada trozada* ocurre

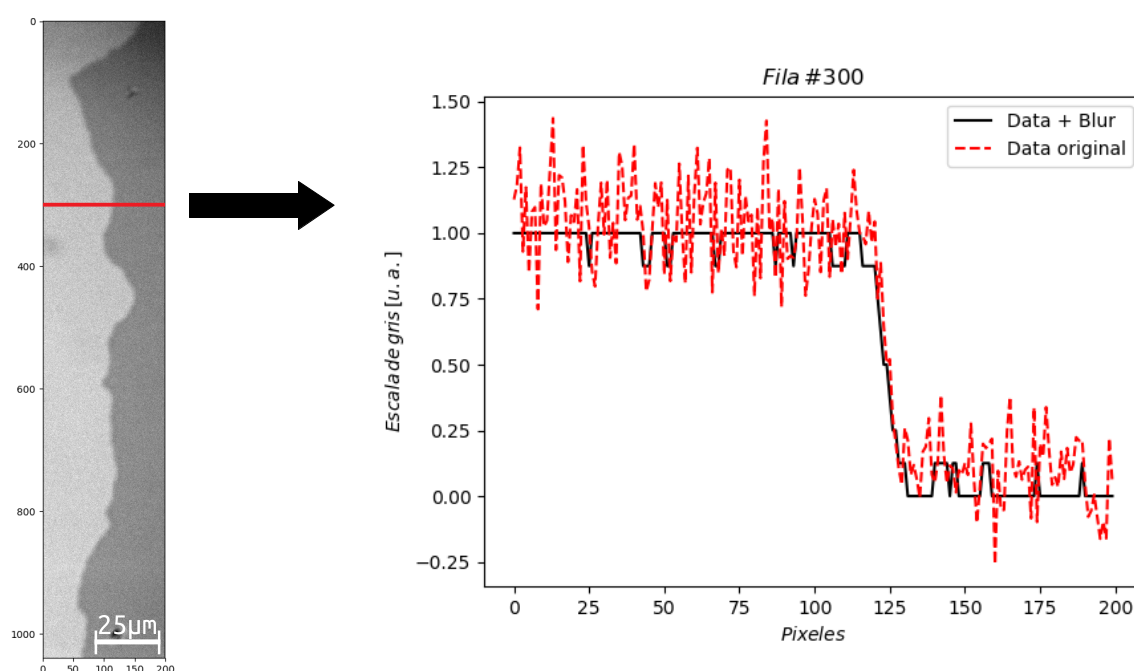


Figura 3.2: Perfil de la imagen a la izquierda. Los valores de los píxeles son graficados a la derecha, siendo los valores originales en la curva roja y los valores procesados por el *Gaussian Blur* en la curva negra.

cerca al centro de la transición.

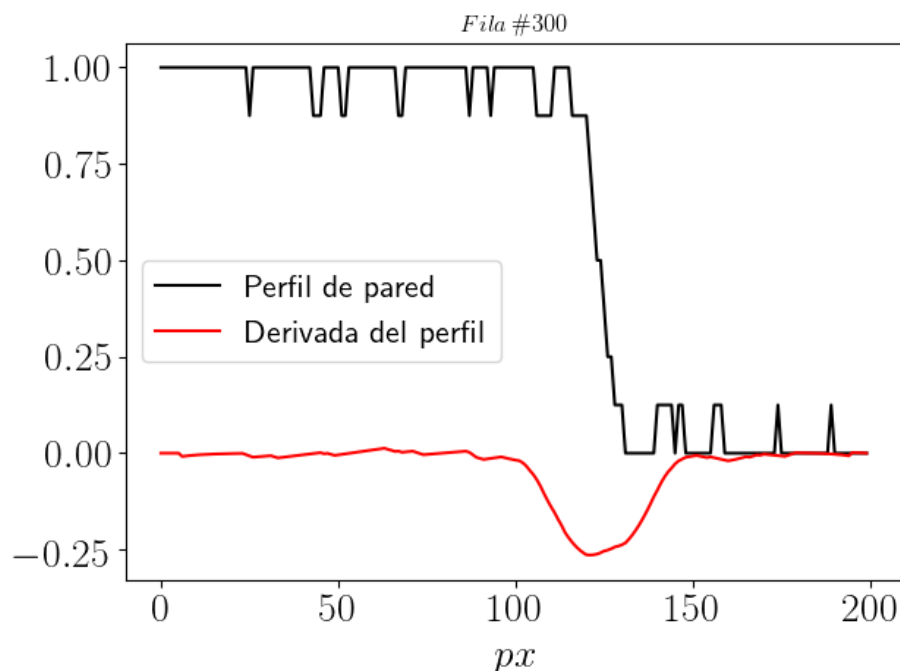


Figura 3.3: Efecto de la función *derivada trozada*. Esta función calcula la pendiente de un intervalo en la fila por ajuste lineal de mínimos cuadrados y le asigna ese valor al píxel del centro del intervalo. Esto permite una curva más suave que no es tan afectada por los saltos abruptos que quedan después del *Gaussian Blur*.

Debido a que no se puede garantizar que la forma de la *derivada trozada* sea simétri-

ca, el valor mínimo de ésta no necesariamente representa el centro de la pared. Por eso decidimos establecer un valor umbral que separe los puntos alrededor del mínimo y el resto de puntos de la curva. Esto se muestra en la Fig. 3.4, junto con el resultado de la función *derivada trozada* aplicada a los valores de la Fila #300 con y sin el *Gaussian Blur*. El valor umbral coincide con la curva en dos puntos, dos posiciones en la fila, y así el centro de la pared es definido por la semisuma de estas dos posiciones.

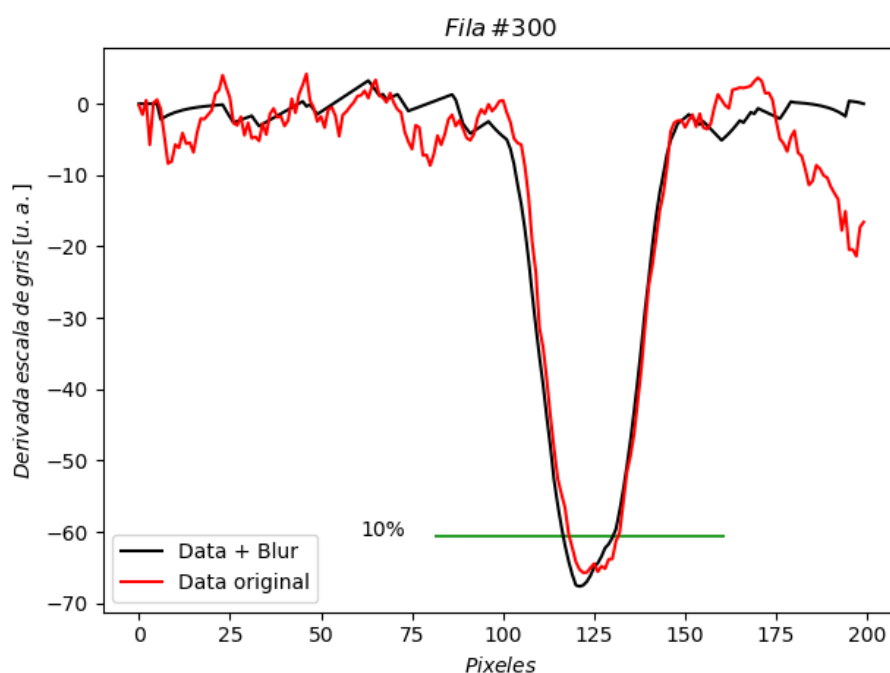


Figura 3.4: Perfil de la función *derivada trozada* para la fila 300, tanto para la fila con los píxeles originales como para los píxeles después del *Gaussian Blur*. Se ha agregado el umbral al 10%, tal que el centro de la pared se define como la semisuma de los puntos donde el umbral intercepta a la *derivada trozada*.

Algo que se tiene que considerar al extraer la pared son los defectos en la imagen, ya sean defectos de la muestra o del lente, porque son inevitables. Estos defectos pueden tener valores de intensidad que son extremos a comparación del resto de la muestra: o son muy oscuros o son muy brillantes. Como ejemplo se muestra el resultado de detectar la PDM mostrada en la Fig. 3.1c. Notamos que a ambos lados de la pared hay puntos oscuros, estos defectos causan una pared como la que se muestra en la Fig. 3.5a, con saltos abruptos que no forman parte de la pared original. Sin embargo, se pueden cubrir con píxeles de un valor que sea el promedio de los píxeles alrededor del defecto, de esta manera no influye en el algoritmo de detección, como se muestra en la Fig. 3.5b, donde la pared si se aproxima a la original. Este es el resultado del algoritmo de detección.

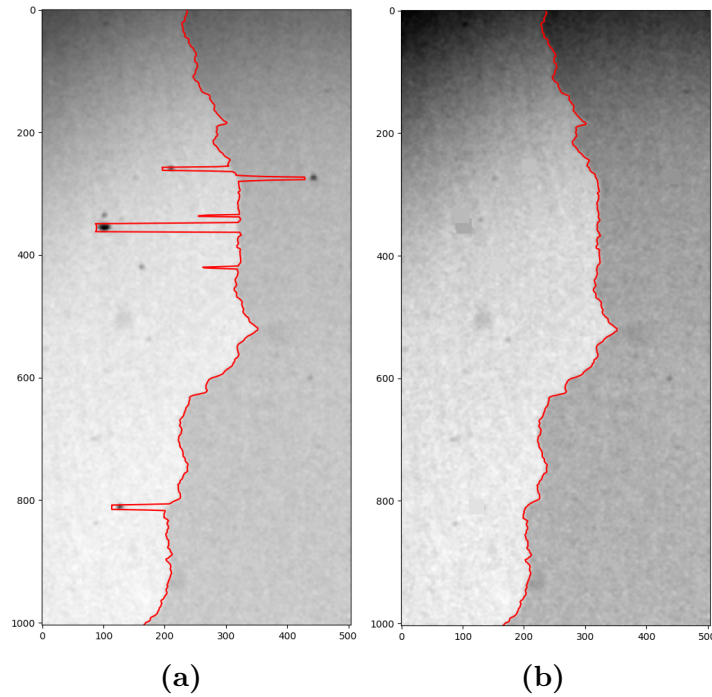


Figura 3.5: (a) Esta imagen ha llegado hasta el paso de la Fig. 3.1c, se le aplicó el filtro Gaussiano y el algoritmo de detección de paredes. Notemos que los saltos abruptos se acercan a los puntos oscuros. (b) Esta vez la imagen de la Fig. 3.1c se pasó por el filtro Gaussiano y se eliminaron los defectos. Esta vez no hay saltos artificiales en la pared. Las imágenes tienen un tamaño de 745×466 px², lo que equivale a un área aproximada de 87×55 μm^2 .

3.3. Robustez de la detección

Parte del procesamiento de imágenes antes visto requiere la rotación, recorte y desenfoque de la imagen. Al hacer esto tenemos que asegurarnos de no perder la información que la imagen contiene respecto a la pared de dominio. Es decir, al realizar estas transformaciones a una imagen, ¿cuál es el efecto en los observables mencionados en la sección 1.2.1? Para esto realizamos las siguientes pruebas, donde estudiamos el efecto de la elección de diversos valores umbrales, el efecto de la rotación, y el efecto del desenfoque.

3.3.1. Efecto del valor umbral

Al valor umbral antes mencionado en la sección 3.2, ahora le daremos unas definiciones más cuantitativas. Primero, al realizar la *derivada trozada* en una fila de la imagen, el rango será la diferencia entre el máximo y el mínimo valor obtenido de esta derivada. Si la derivada presenta un mínimo, el valor en escala de gris del umbral se determina como el valor mínimo de la derivada más un porcentaje del rango. Al referirnos al valor umbral estaremos haciendo referencia a este porcentaje. En la Fig. 3.6a se muestran diferentes umbrales con su respectivo valor en escala de gris para una fila particular. Notamos que éste valor en escala de gris puede cambiar para cada fila

de la imagen mientras que el umbral, como porcentaje, se mantiene constante. Luego, habiendo calculado diferentes umbrales, 1 %, 10 % y 20 % en este caso, en la Fig. 3.6b mostramos las paredes resultantes. Notemos que la pared que resulta de un umbral de 1 % fluctúa más de lo esperado, mientras que las de 10 % y 20 % son parecidas. La de 20 %, si bien fluctúa menos, no siempre es recomendable porque si el mínimo de la *derivada trozada* no es suficientemente apreciable puede dar resultados incorrectos.

Lo siguiente fue explorar el efecto de diversos umbrales en las funciones de correlación de interés, en este caso $w^2(r)$ y $B(r)$. Más adelante se discutirá los valores de ζ que se obtienen y su significado, por ahora queremos ver si el valor de umbral afecta las curvas de cada función. En los gráficos de la Fig. 3.7 notamos que las diferencias entre las curvas es mínima y los valores de los exponentes de rugosidad son similares, aunque esto último no siempre se cumple. A menor umbral hay mayores fluctuaciones en la pared, y eso puede dar mayor variación en los exponentes. Sin embargo, como se vio en la Fig. 3.6, estas fluctuaciones para bajos umbrales son artificiales y provienen de la asimetría de la *derivada trozada*. En todo caso, el trabajar con distintos umbrales puede ser necesario dependiendo de las condiciones de iluminación o la cantidad de defectos en la muestra, y para este trabajo un umbral de 10 % resultó ser adecuado.

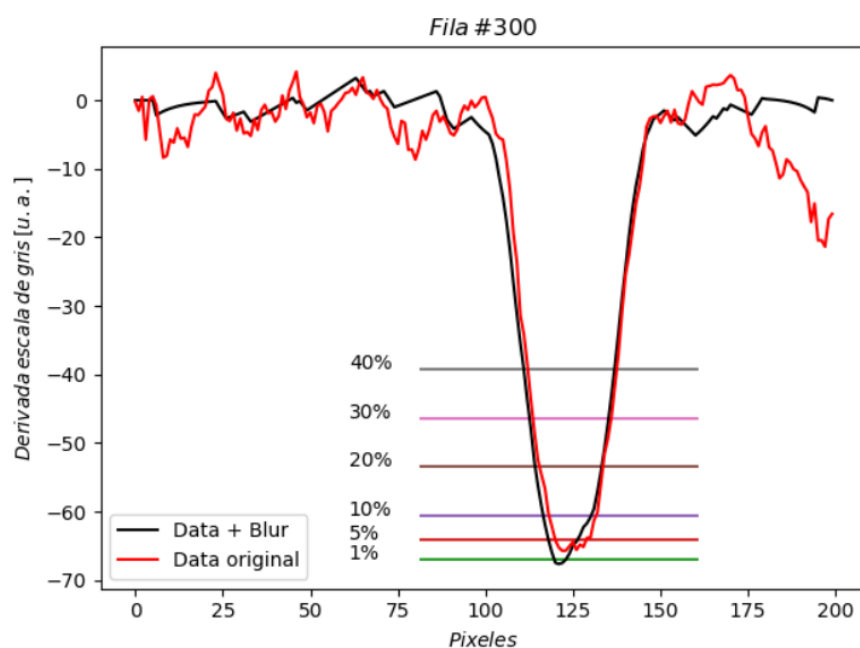
3.3.2. Efecto de la rotación

Rotar la imagen implica un reordenamiento de los píxeles, transformando de una malla cuadrículada a una malla rotada y finalmente regresando a una malla cuadrículada. Al rotar por un ángulo arbitrario el algoritmo tendrá que hacer aproximaciones para colocar los valores correspondientes en la malla final. El código desarrollado utiliza la función `ndimage.rotate()` de la librería *SciPy*² para Python. Esta función realiza la rotación mediante una interpolación *spline* de los valores en escala de gris de los píxeles. Esta interpolación necesariamente realiza ciertas aproximaciones y es de nuestro interés ver que estas aproximaciones no afecten los observables calculados.

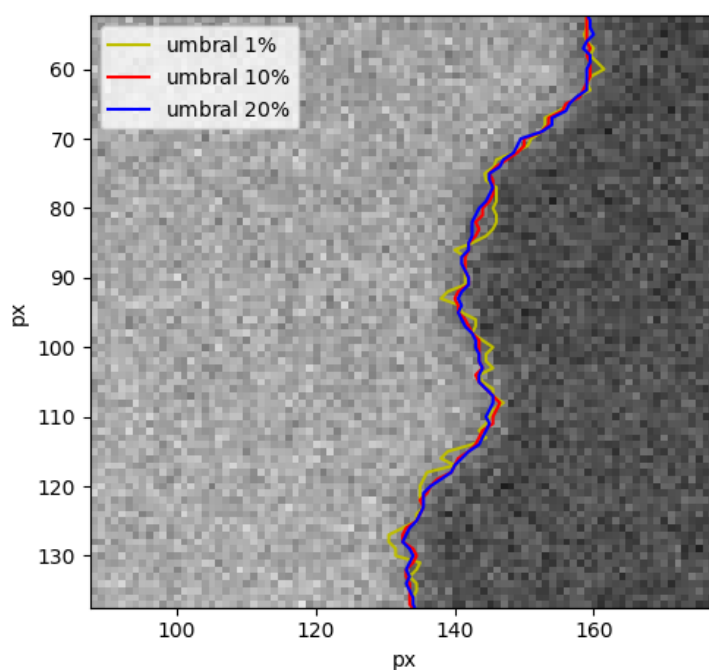
En particular, nos interesa que el proceso de hacer una rotación no modifique ni agregue información a nuestra imagen. Para esto hicimos una prueba donde tomamos una pared vertical y la rotamos 45° sucesivamente, guardando la matriz después de cada rotación, hasta completar 180° y 360°. Los resultados se muestran en las gráficas de la Fig. 3.8.

Lo que nos interesa saber es si la rotación de una imagen resulta en algún efecto acumulado en la matriz resultante. Vemos que en la región de interés, donde se realiza el ajuste lineal para hallar el exponente de rugosidad, no hay efecto alguno que sea visible. Solamente en el caso de $\theta = 180^\circ$ en la rugosidad local, Fig. 3.8b, se observan fluctuaciones espurias para $r > 10 \mu\text{m}$. Esto no lo podemos explicar pero está fuera

²docs.scipy.org/doc/scipy-0.16.1/reference/ndimage.html



(a)



(b)

Figura 3.6: (a) Se muestran varios umbrales y notamos que el centro de la pared no es constante para distintos valores de umbral. Esto se refleja en (b), donde vemos que valores pequeños de umbral generan mayores fluctuaciones en la posición de la pared.

del rango en el que se calcula el exponente de rugosidad ($r < 5 \mu\text{m}$). Así con esto mostramos que el rotar no agrega información indeseada en la región de interés y también que no importa si uno mide una pared o su rotación por 180° , se obtiene el mismo valor para el exponente de rugosidad.

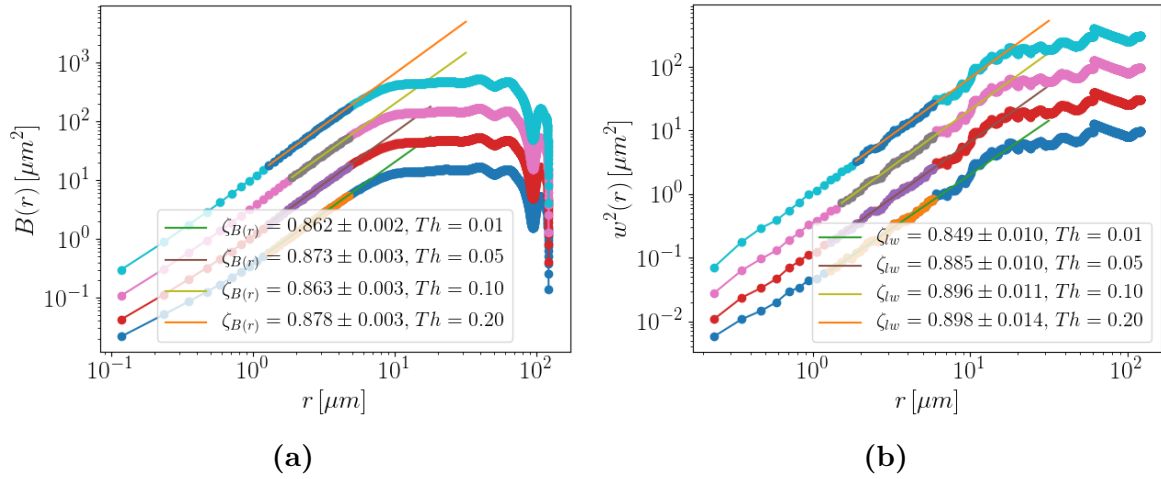


Figura 3.7: Efecto de umbrales (Th) sobre las funciones de correlación, (a) $B(r)$ y (b) $w^2(r)$. Las curvas han sido desplazadas verticalmente para poder diferenciarlas.

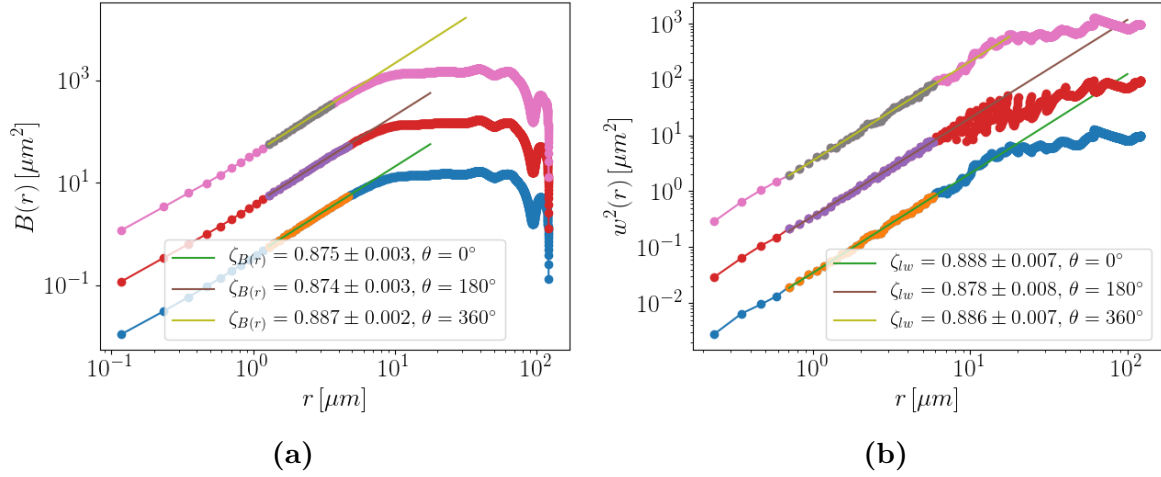


Figura 3.8: Efecto de rotar la pared en incrementos de 45° , grabando la imagen a cada paso, hasta llegar a 180° y 360° , sobre las funciones de correlación, (a) $B(r)$ y (b) $w^2(r)$. Las curvas han sido desplazadas verticalmente para poder diferenciarlas.

3.3.3. Efecto del desenfoque gaussiano

El desenfoque gaussiano es una herramienta crucial para la detección de las PDMs. De lo contrario, la variación en los valores de intensidad de los píxeles resulta demasiado intensa como para encontrar el patrón que necesitamos. Como se mencionó antes, el desenfoque gaussiano consiste en realizar una convolución de la imagen con un núcleo en forma de campana gaussiana con una desviación estándar σ , lo que da una idea del ancho de la campana. En principio este σ puede ser un vector multidimensional con elementos para cada dirección. En nuestro caso, éste es un escalar lo que significa una campana simétrica. Este valor podría ser distinto si se utilizan imágenes de distinta resolución o capturadas con óptica distinta.

Mientras mayor sea el valor de la desviación estándar más borrosa se verá la imagen. El resultado de esta transformación, para nuestros propósitos, es que sea suficientemen-

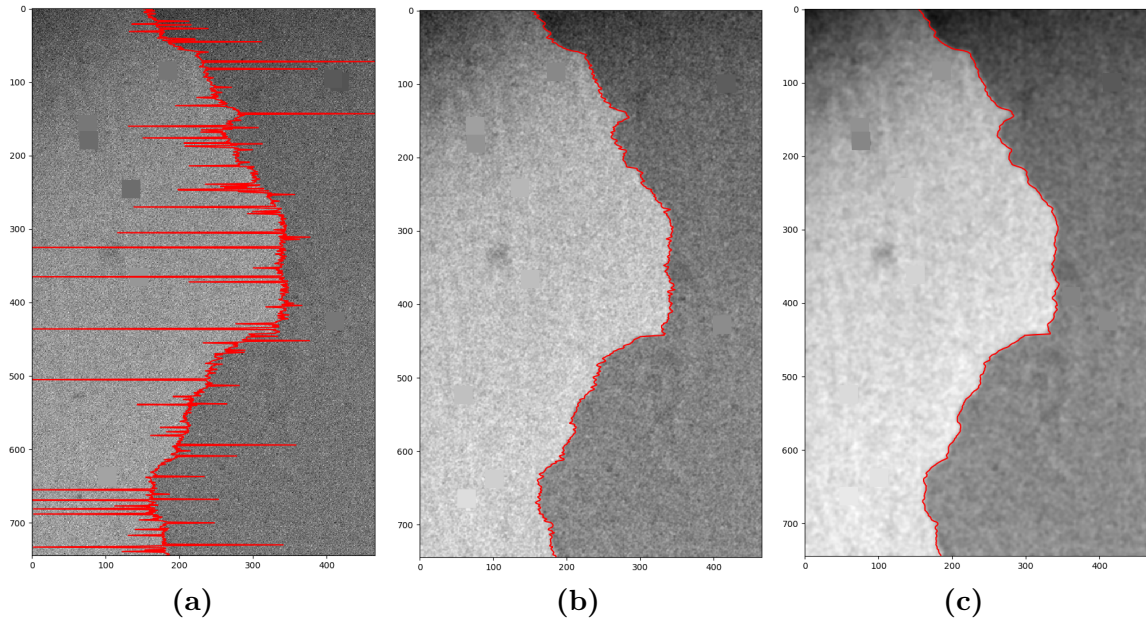


Figura 3.9: Paredes calculadas con distintos valores de σ para el desenfoque gaussiano, (a) $\sigma = 0$, (b) $\sigma = 2$, (c) $\sigma = 4$. La desviación estándar nula es lo mismo que no aplicar el filtro. El ruido de la imagen hace suficientemente difícil la detección de paredes. El valor de $\sigma = 4$ no se utilizó porque suaviza demasiado la interfase y se pierden los detalles finos. Las imágenes tienen un tamaño de $745 \times 466 \text{ px}^2$, lo que equivale a un área aproximada de $87 \times 55 \mu\text{m}^2$.

te clara como para ubicar la transición de un dominio a otro pero no tan borrosa como para que se pierda esa distinción y sea confundida por cambios en la iluminación. En la Fig. 3.9 se muestran tres paredes calculadas a diferentes valores de σ , 0, 1 y 2. El valor de $\sigma = 0$ es lo mismo que no aplicar el filtro, por eso las fluctuaciones en los valores de los píxeles se confunden con la transición de un dominio a otro y la pared presenta fluctuaciones en su posición bastante grandes. Por otro lado, para $\sigma = 1$ la pared se aproxima más a la que se observa pero también presenta fluctuaciones pequeñas aunque artificiales. El valor de $\sigma = 2$ es más balanceado, en el sentido que se disminuyen las fluctuaciones artificiales pero se mantienen los detalles más finos de la pared. En el resto de este trabajo se utiliza $\sigma = 2$.

3.4. Cálculo de las funciones de correlación

3.4.1. Funciones de correlación discretizadas

Las definiciones mencionadas anteriormente en la sección 1.2.1 son generales y se definieron de forma continua. Como en esta tesis trabajamos con paredes 1D en un entorno 2D, las redefiniremos para tomar en cuenta la discretización de la imagen en píxeles y la conversión a micrómetros, la cual es $\lambda = 0.117 \mu\text{m}/\text{px}$ en nuestros experimentos, utilizando el objetivo de 20X. También, como mencionamos anteriormente, el factor de estructura $S(q)$ no es adecuado para las paredes obtenidas en estos

experimentos así que no la tomaremos en cuenta acá.

La interfase tiene una longitud $L = \lambda N$, compuesta de N píxeles. Ya que partimos de la definición continua, al discretizar las integrales tendremos que el valor promedio se transformaría en $\langle f(z) \rangle_L \approx (\lambda N)^{-1} \sum_{z_i=0}^{z_i=N-1} f(z_i) \Delta z_i$. Es importante tener esta formulación en cuenta en caso que la discretización no es de una línea recta, por ejemplo, si estamos discretizando una interfase que tiene como referencia un arco de circunferencia. En este caso Δz_i no será necesariamente igual para cada punto z_i de la interfase. Pero para las PDMs que estudiamos, la referencia de las interfases es una línea recta vertical y la discretización se hace píxel a píxel, de manera que $\Delta z_i = \lambda$. El valor promedio ahora es $\langle f(z) \rangle_L \approx (N)^{-1} \sum_{z_i=0}^{z_i=N-1} f(z_i)$. Con esto ahora podemos definir la rugosidad global,

$$W = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{z_i=0}^{N-1} [u(z_i) - \langle u \rangle]^2}, \quad (3.1)$$

y se puede ver representado gráficamente en la Fig. 3.10a. Recordemos que W debe tener dimensión de longitud.

La rugosidad local se define de manera similar solamente que sobre un conjunto de N_r ventanas de tamaño r (ver Fig. 3.10b). Entonces se tiene

$$w^2(r) = \frac{1}{N_r} \sum_{n=0}^{N_r} \frac{r}{\lambda} \sum_{z_i=nr}^{(n+1)r} [u(z_i) - \langle u \rangle_r]^2. \quad (3.2)$$

En este caso hemos mantenido el tamaño r en micrómetros como el argumento, siendo de este modo r/λ la cantidad de píxeles en la ventana. En el código se trabaja en píxeles. Usualmente usaremos $w^2(r)$ para graficar. Notemos también que para ciertos tamaños de ventana no se cubrirá toda la interfase y para tamaños de ventana grande uno tendrá cada vez un menor número de ellas. Esto es esperado y no es problema ya que el rango de longitudes que nos interesa es menor al tamaño de la interfase.

Finalmente, la función de correlación de desplazamientos se puede discretizar de la siguiente manera,

$$B(r) = \frac{1}{N-1} \sum_{z_i=0}^{L-r} [u(z_i + r) - u(z_i)]^2 \quad (3.3)$$

donde $N-1$ es la cantidad de intervalos en la interfase (uno menos que la cantidad de puntos). Nuevamente, mantenemos como argumento el tamaño r de la ventana pero en el código se trabaja con píxeles. El cálculo realizado se puede representar gráficamente por la Fig. 3.10c.

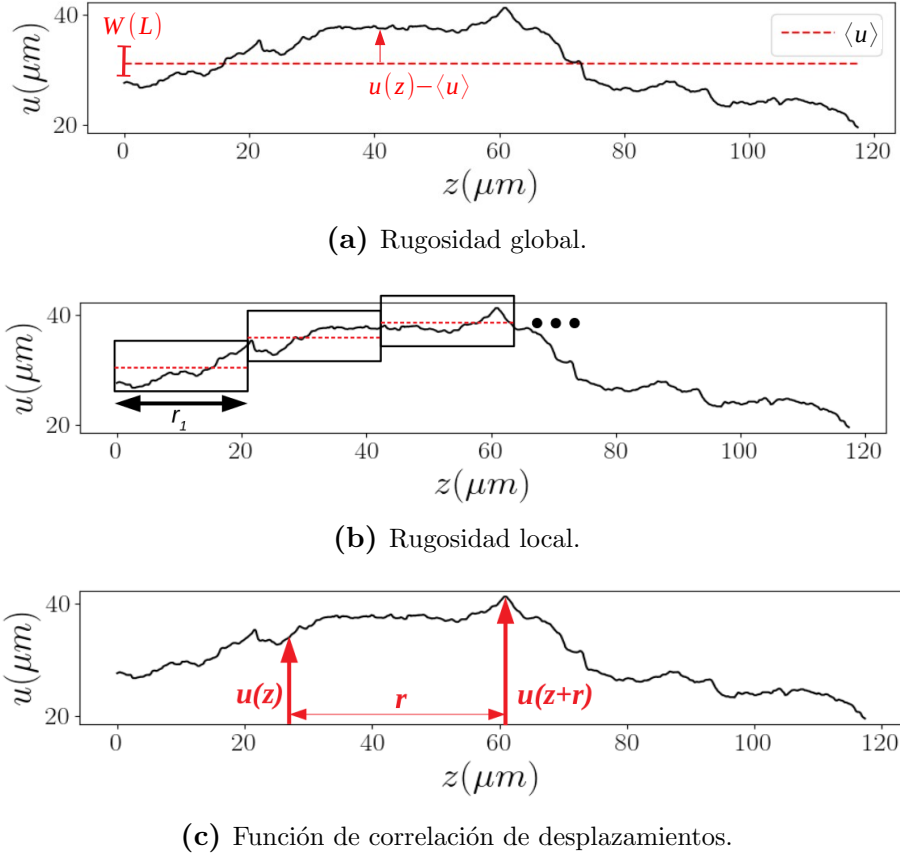


Figura 3.10: Diagrama ilustrativo de cómo realizar cada uno de los cálculos de las funciones de correlación. (a) Mostramos acá el valor medio de $u(z)$ y a la izquierda de la interfase se ha dibujado el ancho que muestra el cálculo de la rugosidad global. Para (b) y (c) el valor que se obtenga depende del tamaño de ventana, r .

3.4.2. Cálculo de exponentes y amplitudes

Los exponentes solamente los calculamos utilizando la rugosidad local y la función de correlación de desplazamientos. Una vez calculadas estas funciones para una interfase, se realiza un gráfico en escala log-log, como se muestran en la Fig. 3.11. En ambos casos, los primeros cinco puntos de cada gráfica son descartados pues estos representan fluctuaciones artificiales en la PDM debido al algoritmo de detección de pared y al procesamiento con el *gaussian blur*. Luego se procede a buscar el rango de longitudes donde se cumple la ley de potencia. Para esto se coloca una regla o algún borde recto sobre la gráfica, buscando que la línea recta y los puntos coincidan. Una vez hallada esta región donde coinciden se anota el punto inicial y el punto final de la región. Es en este intervalo que se realiza el ajuste lineal para hallar los parámetros de rugosidad. Se puede verificar que el punto final del intervalo se encuentra cerca o por debajo de los $10 \mu\text{m}$. El código también permite elegir el intervalo y automatizar el proceso para varias interfases.

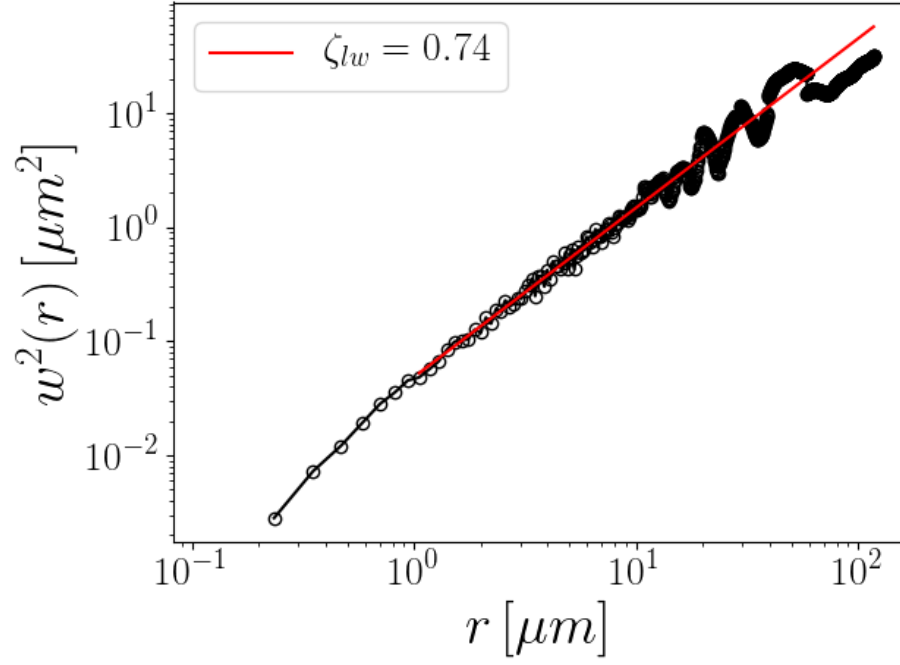
Una vez se ha obtenido el intervalo, el ajuste lineal de mínimos cuadrados se realiza

a las ecuaciones

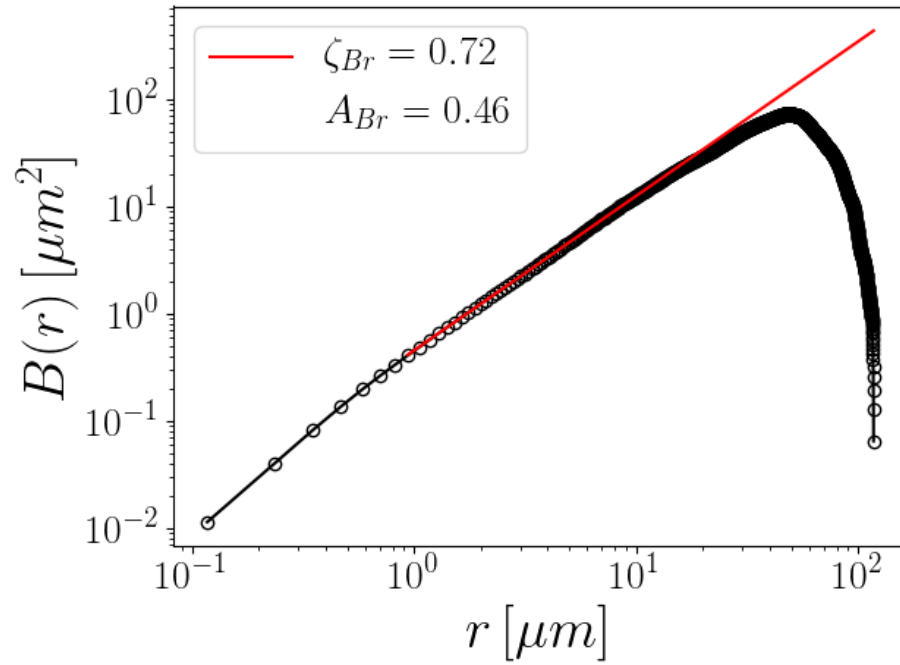
$$\ln(w^2(r)) = \ln(A_{lw}) + (2\zeta_w) \ln(r), \quad (3.4)$$

$$\ln(B(r)) = \ln(A_{Br}) + (2\zeta_{Br}) \ln(r), \quad (3.5)$$

para cada función de correlación. Así, con el protocolo de medición explicado en la sección 2.3 y el código desarrollado que explicamos en este capítulo, podemos estudiar de manera sistemática el desplazamiento de las PDMs en GdFeCo.



(a)



(b)

Figura 3.11: (a) Rugosidad local y (b) función $B(r)$ para la interfase mostrada en la Fig. 3.10. Vemos que los valores de los exponentes son cercanos, lo cual nos asegura que el valor es confiable.

Capítulo 4

Medición de la rugosidad en GdFeCo

Uno de los objetivos principales de esta tesis es estudiar las propiedades geométricas de las PDMs en GdFeCo. Adicionalmente, experimentos previos hechos en el Laboratorio de Resonancias Magnéticas del CAB mostraron que las paredes, al ser desplazadas por un campo magnético fuera del plano en conjunto con uno en el plano, se apreciaban a priori más rugosas que aquellas paredes que sólo eran desplazadas por campos magnéticos fuera del plano. Esto nos llevó a preguntar cómo se reflejan estos cambios visibles sobre las propiedades geométricas que podemos medir. Esta pregunta sirve de complemento a otros estudios del efecto que tiene el campo magnético en el plano sobre la dinámica de las PDMs [31–33], el cual es un tema no sólo de interés científico sino también tecnológico, pues es posible utilizar los campos magnéticos en el plano para estabilizar la estructura de espín de las PDMs y conseguir velocidades más altas. Esto es útil, por ejemplo, en dispositivos que se basan en el movimiento de paredes de dominio, como memorias magnéticas o circuitos lógicos magnéticos [24, 34].

En este capítulo detallaremos el trabajo realizado para estudiar las propiedades geométricas en el régimen de *creep*, explorando el efecto que tengan sobre la rugosidad distintos campos magnéticos fuera del plano y distintos campos magnéticos en el plano. Comenzaremos describiendo el efecto que un campo magnético en el plano tiene sobre una PDM. Luego, describiremos los experimentos realizados para obtener imágenes de PDMs con y sin campo en el plano. Analizaremos la rugosidad de las PDMs a distintas velocidades para así estudiar el comportamiento del exponente de rugosidad y del pre-factor. Este no es un estudio exhaustivo pero más bien es un primer paso para entender los cambios en una PDM debido a campos en el plano, a qué nos referimos cuando hablamos de la rugosidad de una interfase y qué información contienen los pre-factores. Como se mencionó anteriormente, utilizaremos por métricas la rugosidad local y la correlación de desplazamientos.

4.1. Efecto de un campo magnético en el plano sobre la dinámica de PDMs

Antes de describir los experimentos de los que surgen los resultados principales del capítulo describiremos el efecto de un campo magnético en el plano sobre la velocidad de la PDM. Previamente hemos discutido que un campo magnético fuera del plano genera un aumento en el área de los dominios y, en efecto, un desplazamiento de las PDMs. Al aplicar un valor de $H_z \neq 0$ la pared tendrá una velocidad promedio v descrita por la ley de *creep* (Ec. 1.23), y el primer efecto que se puede observar experimentalmente al aplicar un campo en el plano, $H_x \neq 0$, es que las paredes se mueven a mayor velocidad, $v' > v$. Esta nueva velocidad parece seguir siendo descrita por ley de *creep*, con el mismo exponente de *creep*, $\mu = 0.25$. La Fig. 4.1 muestra en la ventana principal un acercamiento de la curva de calibración (Fig. 2.5b, mostrada en la ventana secundaria), la gráfica de *creep*, correspondiente a $H_x = 0$ (círculos abiertos). En la misma figura se muestran resultados obtenidos con valores de campo en el plano $H_x = \pm 850$ Oe y valores de $H_z = 32$ Oe y 33.8 Oe. La línea a trozos corresponde a una ley de *creep* con igual pendiente y distinta ordenada al origen.

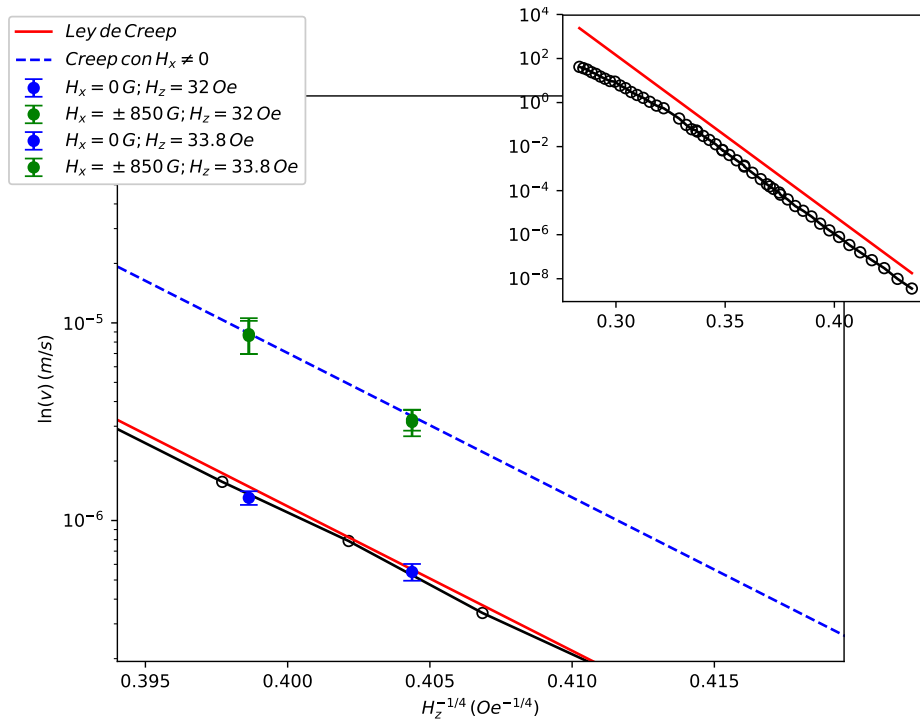


Figura 4.1: Efecto del campo en el plano sobre la velocidad promedio de la PDM. De la imagen en la esquina superior derecha, confirmamos que estamos trabajando aún en el régimen de *creep*, en una zona que se le puede llamar *creep profundo*.

Una primera explicación del aumento en velocidad es decir que H_x altera la distribución espacial de la orientación de los momentos magnéticos. Como se mencionó

anteriormente, en materiales con anisotropía perpendicular al plano de la muestra las paredes de Bloch son favorecidas por ser de menor energía, pero el campo magnético en el plano gira los espines de manera que se tiene una estructura entre Bloch y Néel. Estos cambios en la PDM resultan en un desplazamiento a mayor velocidad [32], como se ha observado. Pero los cambios a la PDM también pueden significar cambios en la energía elástica, σ , y en el ancho de la pared Δ . En una aproximación lineal, la variación de estas cantidades son proporcionales al campo magnético en el plano, $\delta\sigma \propto H_x$ y $\delta\Delta \propto H_x$ [35], por lo tanto otras cantidades que dependan de ellas también podrían cambiar. Por ejemplo, el cambio en la ordenada, $\ln(v_0)$, es consistente con esto ya que $v_0 \propto m \propto \Delta$, donde m es la movilidad de la PDM. Sin embargo, la pendiente de la ley de *creep*, que se puede expresar utilizando la temperatura de *depinning*, T_d , y el campo de depinning, H_d , es en sí una función no trivial de la energía elástica y el ancho, es decir, $\alpha = \frac{T_d}{T} H_d^{1/4} = f(\Delta, \sigma)$ y es constante. Un análisis de los parámetros involucrados sugiere que la pendiente debería cambiar [36]. Puede ser que entre ellas se estén compensando o que deba considerarse alguna otra interacción.

Una posible interacción a considerar es la de intercambio asimétrico de Dzyaloshinskii-Moriya (DMI, de *Dzyaloshinskii-Moriya interaction*). Esta interacción está presente en materiales cuya celda unitaria no presenta simetría de inversión o que presentan diferentes fases [37]. Esta última se puede referir a la interacción entre los espines de dos capas distintas en un sistema multicapas. La DMI añade un campo magnético en el plano que atraviesa las PDMs de manera que $H_x \rightarrow H_x \pm H_{DMI}$. Ahora σ y Δ también dependerían de esta interacción, pero una consecuencia de la DMI es que se observa una asimetría en el perfil de velocidades de las PDM, es decir, la pared se mueve más rápido o más lento dependiendo si se aplica un campo magnético $+H_x$ o $-H_x$ que se suma, o se resta, al H_{DMI} [31–33]. Nosotros no vemos esta asimetría, lo que implica que la DMI es despreciable en el rango de parámetros estudiados. De todas maneras, este es un tema que requiere de mayor estudio y mayor experimentación.

4.2. Descripción del experimento

Como ya se mencionó antes en la sección 2.2, una manera de asegurarse que el plano de la muestra esté bien alineado a la dirección \hat{x} del campo H_x es girarlo respecto al eje apropiado, en este caso el eje y , y observar los dominios presentes en el microscopio PMOKE. Si los dominios crecen es porque hay un ángulo entre \hat{x} y el plano de la muestra, lo que resulta en una componente del campo magnético en la dirección \hat{z} . Entonces, la muestra se puede girar hasta observar que no haya crecimiento alguno de los dominios. Luego se aumenta la magnitud de H_x y repite el procedimiento cuanto sea necesario. Eventualmente, como este campo magnético en el plano está girando los momentos magnéticos para que estén paralelos al plano, la componente perpendicular

de los momentos magnéticos se va reduciendo y el contraste de los dominios se va perdiendo. Esto nos da una idea del valor máximo de campo magnético en el plano que podemos aplicar sin perder el contraste de los dominios, $H_{x,Max} \approx 1100$ Oe.

Recordando lo mencionado en la sección 2.4, para la medición de la velocidad es importante tener suficientes imágenes de la pared en movimiento ya que varias no van a ser utilizables, por ejemplo, las que no muestran paredes univaluadas o las que avanzan girando hacia algún lado. Por eso, para asegurarnos de tener suficientes paredes para calcular las velocidades de los cuatro puntos con campo en el plano de la Fig. 4.1 se obtuvieron 750 imágenes y se calcularon aproximadamente 40 valores de velocidad. En general, promediando cinco velocidades obtenidas con tres a cinco vectores de desplazamiento cada una da un valor de velocidad promedio aceptable y reproducible.

Para estudiar la rugosidad a diferentes velocidades y el efecto del campo magnético en el plano decidimos estudiar los casos que se observan en la Fig. 4.2. Compararemos dos casos a mismo campo fuera del plano pero distinto campo magnético en el plano y dos casos a misma velocidad pero a distintos campos magnéticos fuera y en el plano. En el primer caso, se utilizó una exposición de 20 ms en la cámara y un tiempo entre imágenes $\Delta t = 5$ s, ya que la pared no avanza tan rápido. En total se obtuvieron 500 imágenes para este caso, de las cuales se utilizaron 57 paredes para calcular la rugosidad. En el segundo y tercer caso se trabajó con una exposición de 15 ms y un $\Delta t = 1$ s ya que la velocidad es un orden de magnitud mayor. En el segundo caso se obtuvieron 480 imágenes y se utilizaron 52 paredes. En el tercer caso, 540 imágenes y 51 paredes. La razón por la cual se requieren de muchas paredes es que cuando una PDM se desplaza no toda su extensión se desprende y avanza. La PDM se va anclando en algún punto, lo que significa que dos paredes sucesivas compartirán algunas posiciones. Esta superposición de las interfases no nos dará valores independientes de la rugosidad, sino que estarán correlacionadas de alguna manera y los exponentes obtenidos no serán representativos de su distribución.

El campo magnético, H_z , se regula con la fuente de corriente conectada a la BG1, I_z , y el campo H_x con una fuente de corriente conectada al EM1, I_x . La magnitud de este último campo se mide mediante el voltaje, V_x , en una sonda Hall colocada en uno de los bornes del electroimán, cuya calibración es:

$$H_x[\text{Oe}] = 5.0 + 48.6 \times \frac{V_{Hall}}{1.15 \text{ mV}}. \quad (4.1)$$

Lo siguiente es establecer las condiciones para el Caso 1, aplicando una corriente $I_z \neq 0$ y $H_x = 0$ Oe (lo que equivale a $V_{Hall} \approx -0.12$ mV), y luego capturar las imágenes correspondientes. Para el Caso 2 se aplica una corriente I_x a modo de tener un $H_x \neq 0$, y se capturan las imágenes correspondientes. Finalmente, después de haber medido la velocidad de las paredes en el Caso 2 se busca otro campo y corriente, H_z e I_z , que

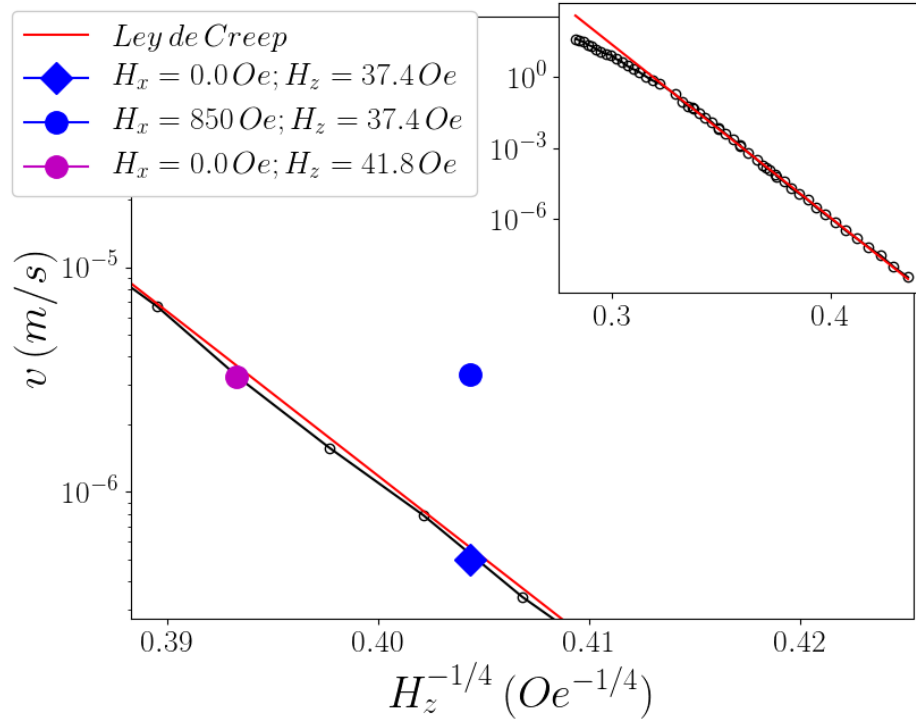


Figura 4.2: Casos dinámicos por estudiar. El diamante azul (Caso 1) y el círculo azul (Caso 2) representan casos con mismo campo magnético H_z pero diferente H_x . El círculo azul (Caso 2) y el círculo púrpura (Caso 3) representan casos que tienen misma velocidad pero diferentes campos magnéticos H_z y H_x . También se puede comparar el Caso 1 con el Caso 3, siendo ellos sin campo en el plano y velocidades aún el régimen de *creep*.

presente esta misma velocidad con $H_x = 0$. Luego de esto se calcularon los exponentes de rugosidad y el pre-factor. Los parámetros experimentales para cada caso se presentan en la Tabla 4.1.

Tabla 4.1: Parámetros experimentales utilizados en los experimentos y los resultados de ellos.

	Caso 1	Caso 2	Caso 3
H_z (Oe)	37.4	37.4	41.8
H_x (Oe)	0	850	0
v_{DW} (m/s)	4.98×10^{-07}	3.35×10^{-06}	3.25×10^{-06}
Exposición (ms)	20	15	15
Δt (s)	5	1	1
I_z (A)	3.4	3.4	3.8
V_{Hall} (mV)	-0.12	19.99	-0.12
ζ_{lw}	0.78	0.75	0.78
ζ_{Br}	0.76	0.73	0.75
A_{Br} (μm^2)	0.47	0.62	0.42

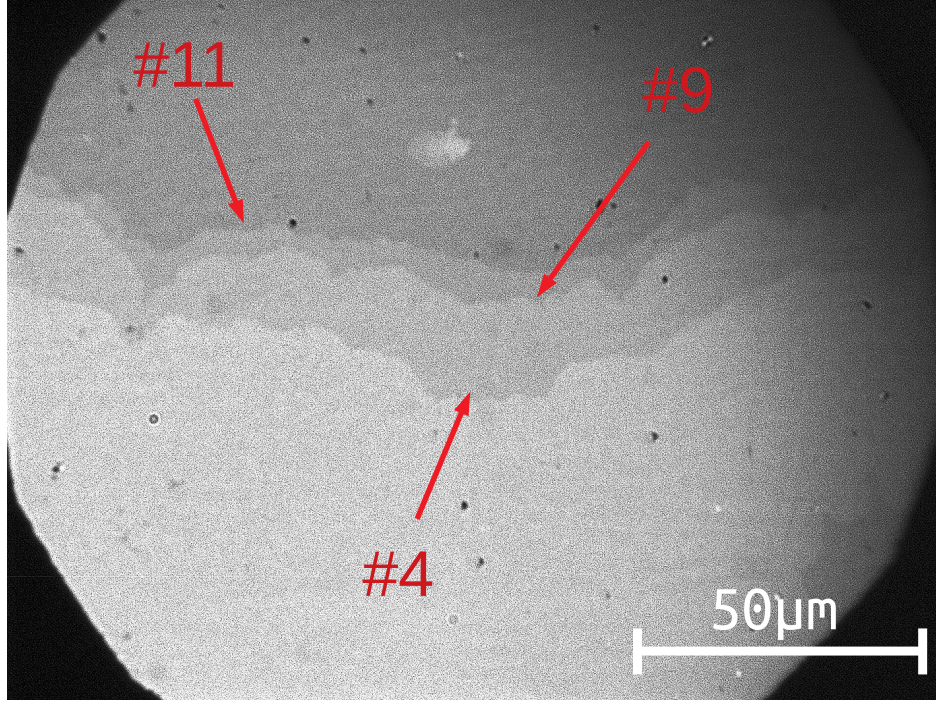


Figura 4.3: Se presentan en esta imagen tres diferentes paredes, provenientes de una misma corrida. Las tres paredes fueron desplazadas por un mismo campo magnético (solo $H_z = 37.4$ Oe).

4.3. Resultados

Los exponente de rugosidad de cada función de correlación, ζ_{lw} y ζ_{Br} , y el pre-factor A_{Br} se calcularon para cada caso. Para saber cómo poder analizarlos y compararlos comenzaremos observando unas paredes típicas del primer caso. En la Fig 4.3 vemos tres distintas paredes en una misma corrida del experimento. Cada una vino después de la otra y podemos observar que ninguna está superpuesta a otra, es decir, son independientes. En la Fig. 4.4 se ha extraído la pared #11 de la muestra y se presenta junto con su gráfica de $B(r)$. De la misma manera, en la Fig. 4.5 se muestra la pared #9 y su gráfico de $B(r)$. Notemos que ambas imágenes tienen exponentes de rugosidad bastante cercanos, pero el pre-factor es muy diferente. Para ver si es que se forma algún patrón, analicemos la pared #4 también, mostrada en la Fig. 4.6 y notamos que esta pared tiene un exponente de rugosidad más alto pero un valor de pre-factor bajo. Este es el comportamiento esperado al tener varias realizaciones de una interfase en un medio desordenado [17]. Por ejemplo, para una misma clase de universalidad con valor $\bar{\zeta} = 2/3$ se puede tener paredes con $\zeta = 0.5$ o $\zeta = 0.75$ [17]. Es por esta razón que es importante calcular el exponente de rugosidad para varias paredes y construir su distribución.

A continuación se presentarán los histogramas para cada parámetro de rugosidad. Estos histogramas muestran el valor promedio de los datos obtenidos y la desviación estándar de la distribución. Primero, en la Fig. 4.7 se ven los histogramas para el

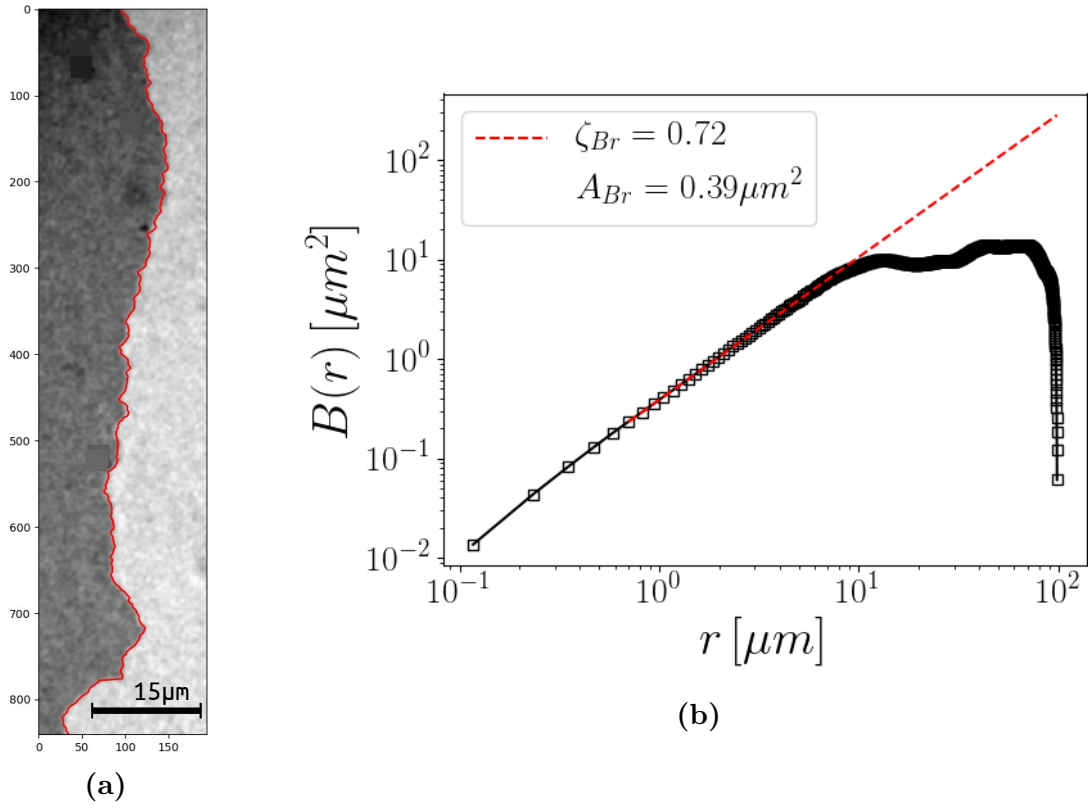


Figura 4.4: (a) Pared #11 y (b) su respectivo gráfico de $B(r)$. Notemos el bajo valor de A_{Br} .

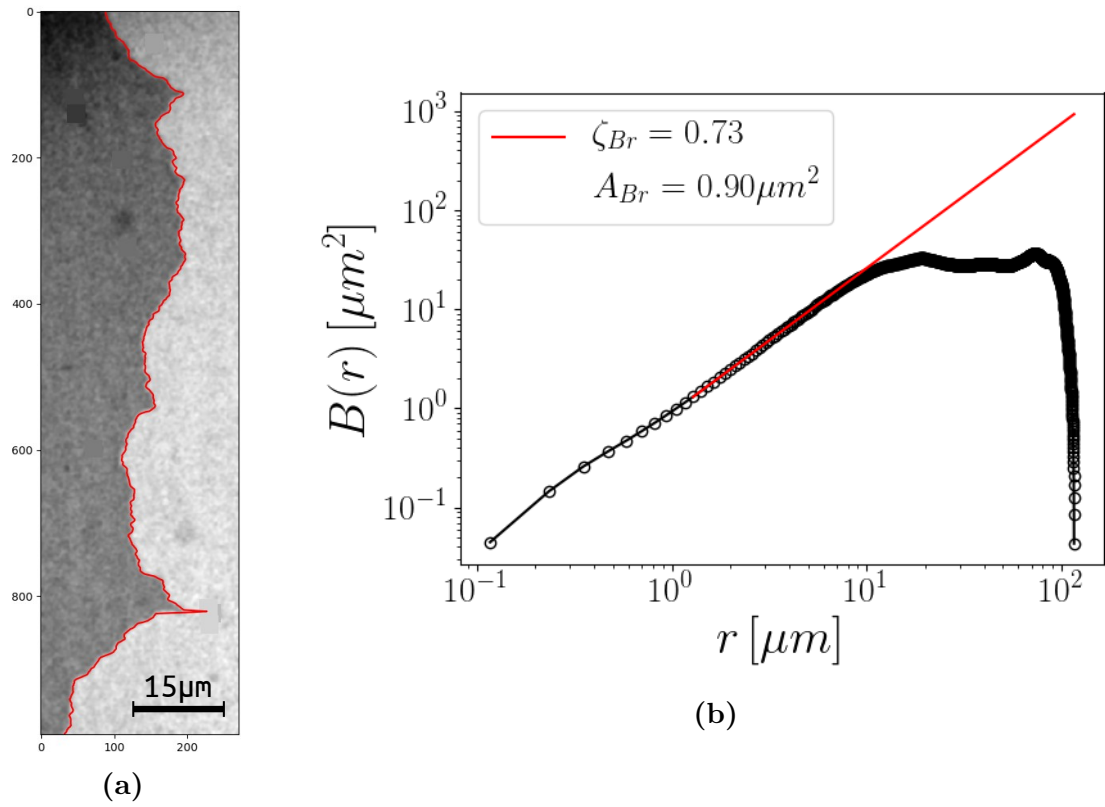


Figura 4.5: (a) Pared #9 y (b) su respectivo gráfico de $B(r)$. Notemos el alto valor de A_{Br} y valor de ζ_{Br} similar al de la pared #11.

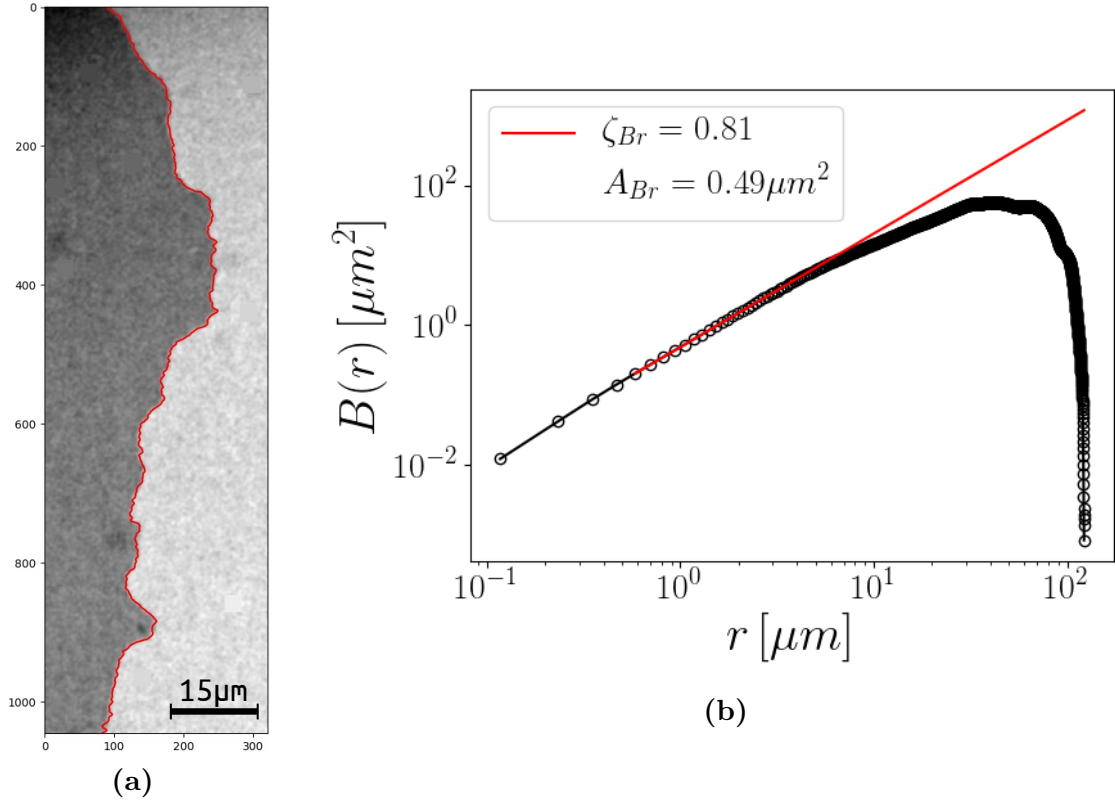


Figura 4.6: (a) Pared #4 y (b) su respectivo gráfico de $B(r)$. Notemos valor bajo de A_{Br} .

exponente de rugosidad local. Notamos que en los casos 1 y 3 la curva gaussiana se ajusta bien a los datos, mientras que el histograma de caso 2 no pasa esto. Los tres valores promedio están cerca.

Similar que en el caso de la rugosidad local, las distribuciones de ζ_{Br} , mostradas en la Fig. 4.8, se intentan ajustar a curvas gaussianas. Notemos que en el Caso 1 y Caso 3, aquellas distribuciones son más anchas que la del Caso 2. Los valores promedio siguen estando cerca entre sí y son también cercanos a los valores promedios obtenidos para la rugosidad local. Comparando este histograma con el anterior parece que el valor promedio disminuye ligeramente al tener el campo en el plano (Caso 2).

En la Fig. 4.9 mostramos los histogramas del pre-factor de la función $B(r)$. Parecen aproximarse a distribuciones log-normal. Notamos que las distribuciones favorecen valores bajos, que estas distribuciones son asimétricas y bastante anchas. Los valores promedio en este caso son el promedio simple y la desviación estándar usual, pero se ve que están más separados entre sí, aunque dentro de la desviación estándar. Esta es la primera vez que se presentan histogramas de este parámetro y no están aún suficientemente estudiados en la literatura.

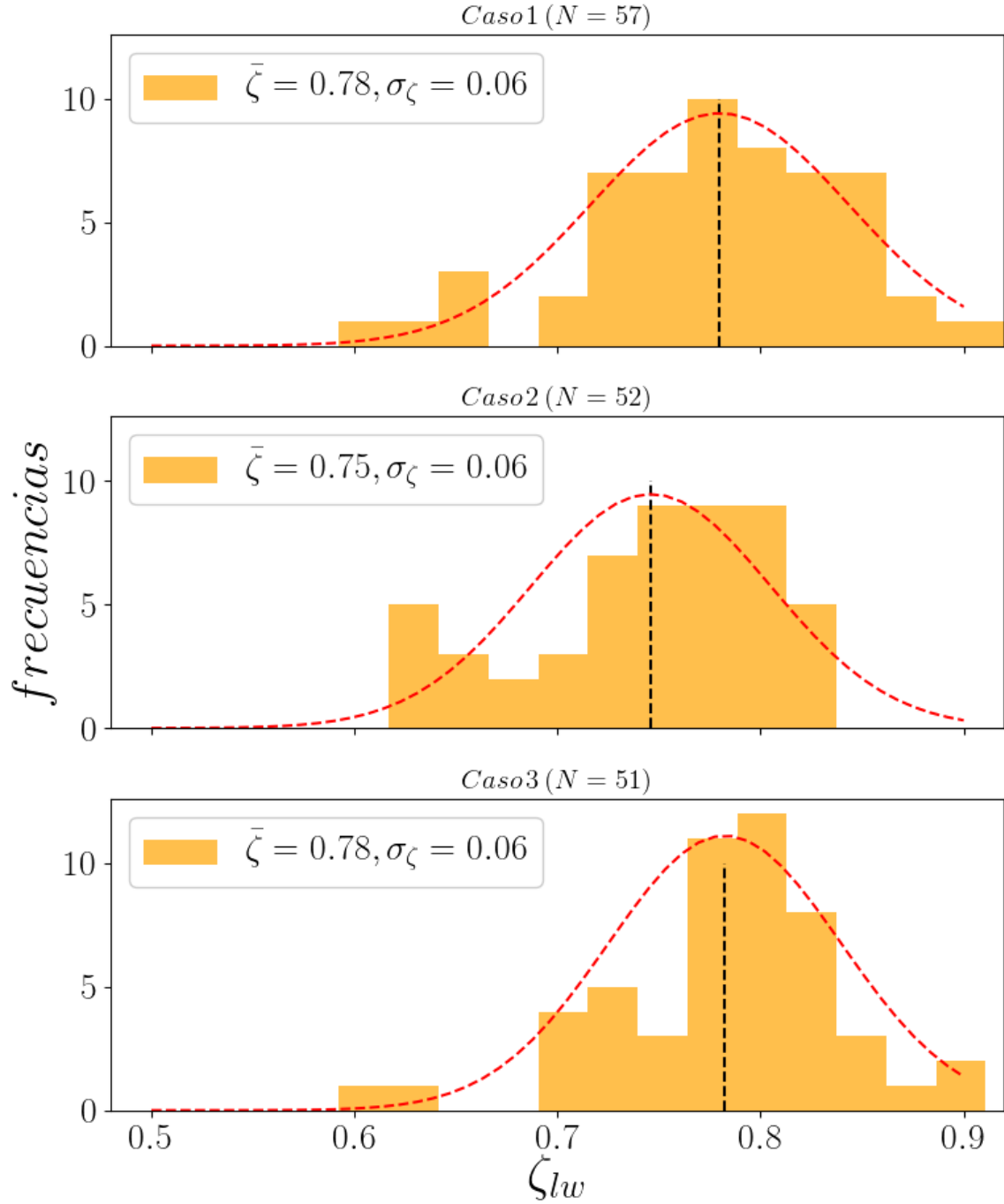


Figura 4.7: Histogramas del exponente de rugosidad obtenido mediante la rugosidad local, ζ_{lw} , para los Casos 1, 2 y 3. La línea negra punteada denota el valor medio de cada histograma. La curva roja punteada es una función gaussiana para representar el ancho de cada histograma.

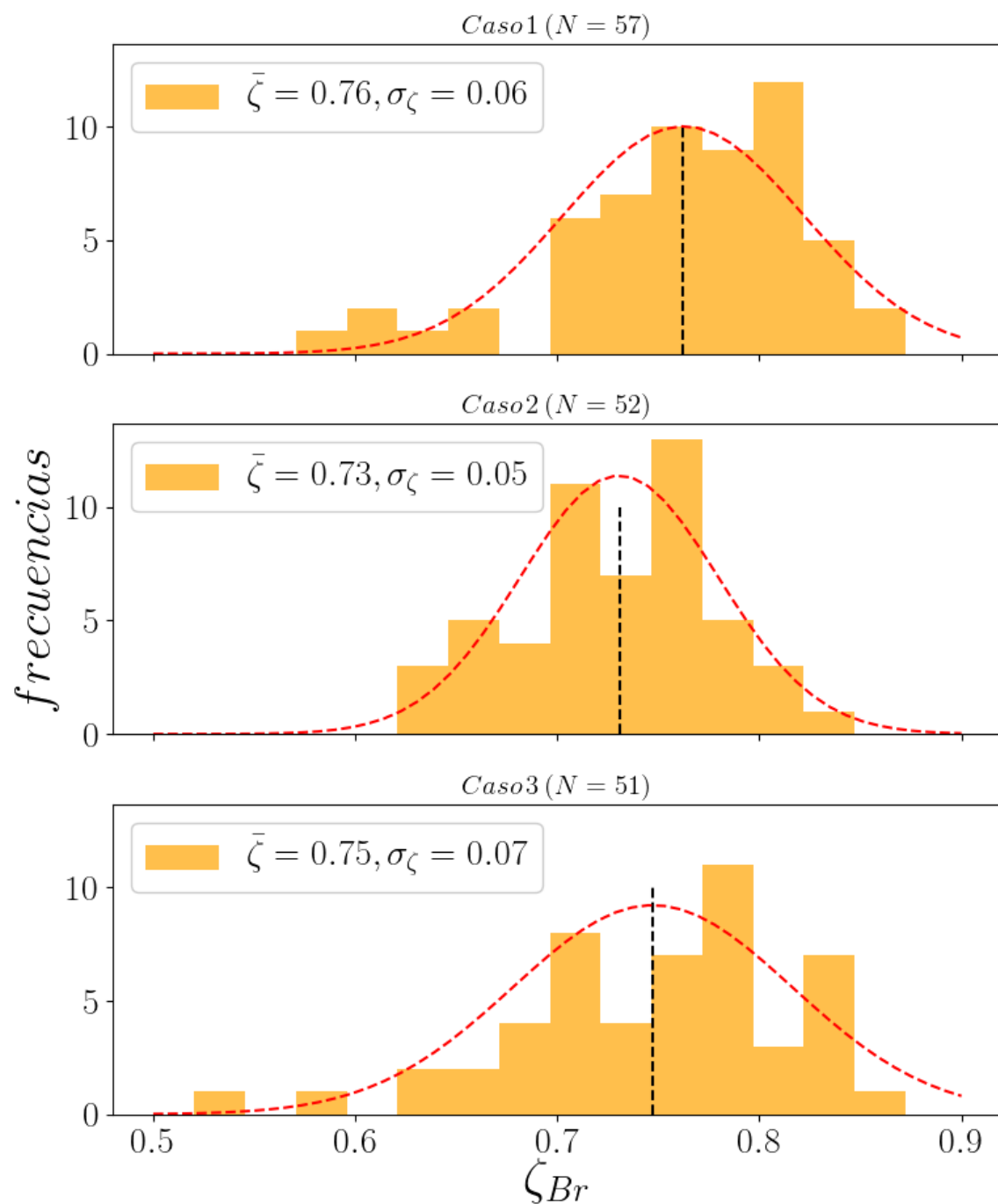


Figura 4.8: Histogramas del exponente de rugosidad obtenido mediante la función de correlación de desplazamientos, ζ_{Br} , para los Casos 1, 2 y 3. La línea negra punteada denota el valor medio de cada histograma. La curva roja punteada es una función gaussiana para representar el ancho de cada histograma.

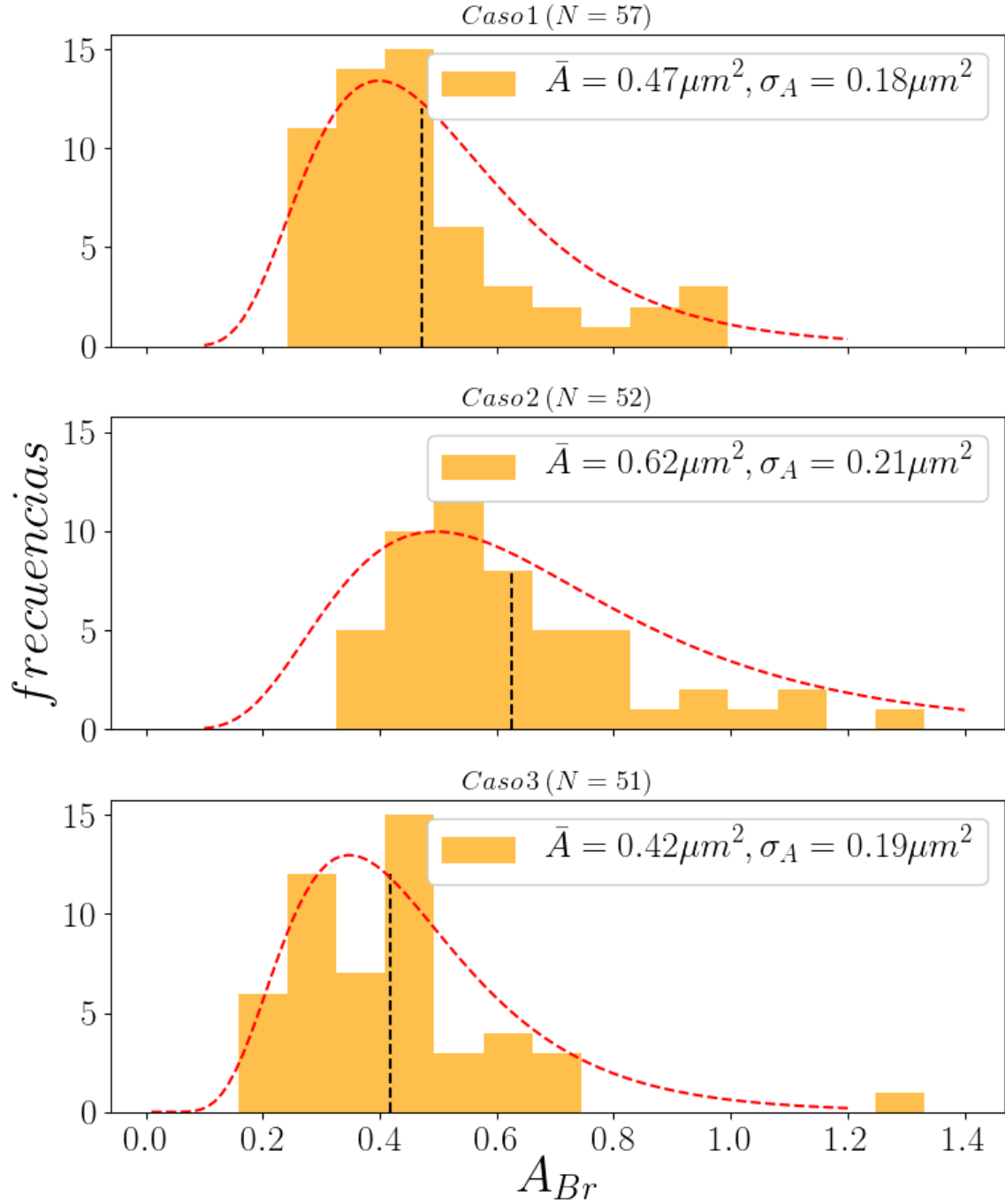


Figura 4.9: Histogramas del pre-factor de la función de correlación de desplazamientos, A_{Br} , para los Casos 1, 2 y 3. La línea negra punteada denota el valor medio de cada histograma. La curva roja punteada es una función log-normal como primera aproximación a la asimetría observada en cada histograma.

4.4. Discusión

Hemos visto que el campo magnético en el plano aumenta la velocidad de las paredes, sin importar la dirección de desplazamiento de éstas. Este aumento en velocidad se puede asociar a la disminución de la energía elástica de la PDM, sin embargo el mecanismo exacto que está afectando la velocidad requiere de mayor estudio. Si bien una posibilidad es la DMI debido a la ruptura de simetría al tener un sistema de multicapas, las referencias muestran que la DMI es más notoria en películas ultra delgadas, con un espesor cercano o menor a 1 nm, mientras que la capa de GdFeCo tiene 10 nm de espesor. Puede suceder que, al tratarse de una capa gruesa, el H_{DMI} no sea tan grande a lo largo de la pared como para afectar y causar una asimetría en las velocidades pero sí para promover la disminución de la energía elástica.

Por otro lado, notamos que las distribuciones en los histogramas de ζ son anchas. El valor de cada ζ obtenido se encuentra entre 0 y 1, pero estas distribuciones muestran un rango cerca a 0.5. Una dispersión en los exponentes calculados es de esperarse aunque el ancho mostrado debe ser estudiado con mayor detalle. Estudios numéricos sugieren que el ancho de la distribución depende del tamaño de las interfases estudiadas [17], siendo menor el ancho al estudiar interfases de mayor tamaño. Nosotros trabajamos con paredes de diferentes tamaños, aunque no tan grandes como los que se pueden obtener en estos estudios numéricos. Adicionalmente, la forma de la distribución de A_{Br} es interesante ya que muestra una asimetría con el máximo desplazado hacia valores bajos.

Una interpretación que se le puede dar a este pre-factor es el de ser una medida de la intensidad o amplitud de las fluctuaciones. Esto se puede observar en la Fig. 4.10, en la cual mostramos otros ejemplos típicos de las paredes medidas. Las tres paredes tienen una forma general similar, sin embargo vemos que en el Caso 2, con campo en el plano, Fig. 4.10b, se observan una mayor cantidad de puntas y saltos abruptos. Esta es una característica típica de paredes con un valor alto de A_{Br} . Esta tendencia también se observa en la Fig. 4.11. Las paredes con campo en el plano, las del Caso 2, muestran un valor mayor de A_{Br} en promedio.

Estas mediciones también resaltan la importancia del muestreo estadístico para los exponentes y el pre-factor. Para un mismo experimento, desplazando la PDM bajo las mismas condiciones de campo magnético, se pueden obtener valores de exponente y pre-factor muy distintos. Esto se mostró en las paredes provenientes de la Fig. 4.3. Estas paredes se obtuvieron en la misma serie de imágenes, todas con campos magnéticos $H_z = 37.4$ Oe y $H_x = 0.0$ Oe. Notemos que la pared con el pico más fuerte, Fig. 4.5, es la pared con mayor valor de A_{Br} , a pesar de tener un mismo exponente de rugosidad que la pared en Fig. 4.4. Estas fluctuaciones en los valores son esperadas y para obtener un valor representativo de la geometría bajo cierta condición dinámica es

necesario analizar suficientes paredes.

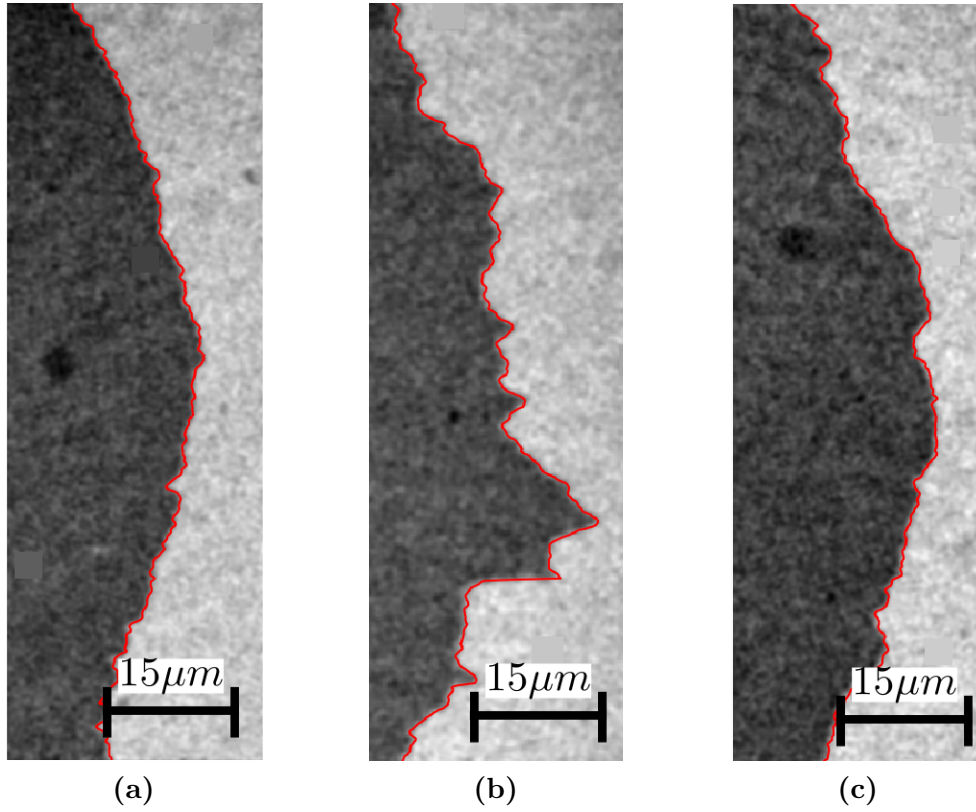


Figura 4.10: Tres PDMs típicas para cada caso. (a) Caso 1: $\zeta_{Br} = 0.65$, $A_{Br} = 0.27 \mu\text{m}^2$. (b) Caso 2: $\zeta_{Br} = 0.68$, $A_{Br} = 1.30 \mu\text{m}^2$. (c) Caso 3: $\zeta_{Br} = 0.82$, $A_{Br} = 0.42 \mu\text{m}^2$.

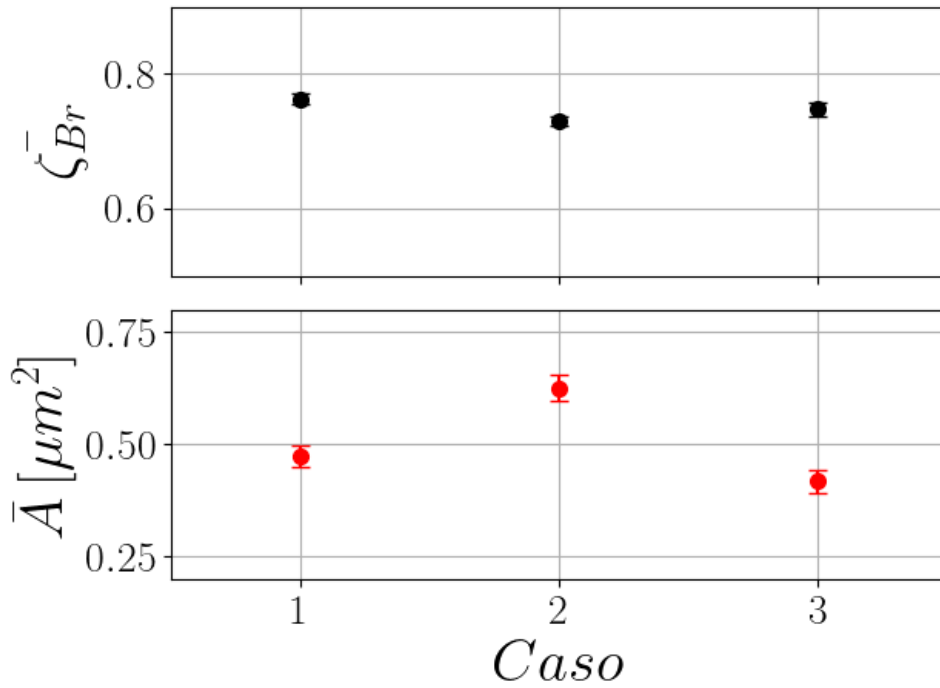


Figura 4.11: Resumen de los valores obtenidos para ζ_{Br} y A_{Br} .

Capítulo 5

Conclusiones y perspectivas

Las paredes de dominios magnéticos son objetos de gran interés tecnológico y científico en la actualidad. Son parte crucial de nuevos dispositivos, sensores y memorias magnéticas. Sirven también como ejemplo para estudiar otros sistemas elásticos desordenados. Para poder aprovecharlas y controlarlas es necesario entender y cuantificar su comportamiento bajo diferentes condiciones. Esto trae la necesidad de realizar diversos experimentos y desarrollar protocolos, técnicas y herramientas para investigar las propiedades de las PDMs.

En esta tesis estudiamos la rugosidad de las PDMs en una película delgada ferromagnética de $\text{Gd}_{32}\text{Fe}_{61.2}\text{Co}_{6.8}$, de 10 nm de espesor y con anisotropía magnética perpendicular. Estas muestras se estudiaron empleando un microscopio PMOKE y capturando imágenes de las paredes en movimiento a diferentes velocidades. Las imágenes de las PDMs fueron procesadas por un algoritmo diseñado por nosotros y escrito en código Python para extraer la posición de la pared y poder calcular las funciones de correlación. El código también permite eliminar imperfecciones, rotar y seleccionar regiones de interés de la imagen. Con éste pudimos calcular el exponente de rugosidad para las funciones de rugosidad local y la de correlación de desplazamientos, ζ_{lw} y ζ_{Br} , respectivamente. En el caso de la correlación de desplazamientos se calculó y se estudió también el comportamiento del pre-factor del ajuste, A_{Br} . La obtención de los parámetros de rugosidad se logró mediante el ajuste de una ley de potencia a las curvas obtenidas de cada función. Este código ya está siendo utilizado por otros investigadores en el CAB, en la División de Resonancias Magnéticas con imágenes de PDMs en películas delgadas de Pt/Co/Pt, y en el Grupo de Teoría de la Materia Condensada con paredes generadas por simulaciones micromagnéticas. Se espera que esta herramienta computacional sea utilizada en otros problemas en el futuro, por lo que se implementarán mejoras en su funcionalidad y en su interfaz de usuario.

En cuanto a las propiedades de las PDMs, en el rango de velocidades medidas al aplicar el campo magnético en el plano notamos que las nuevas velocidades seguían

siendo descritas por una ley de *creep*, con el mismo exponente universal de *creep*, μ . También, en los resultados de los exponentes de rugosidad se observa muy poca variación en sus valores. Esto sugiere, según los experimentos realizados y los datos obtenidos, que las PDMs se encuentran aún en el régimen de *creep* y siguen siendo descritas por la misma clase de universalidad, con o sin el campo magnético aplicado en el plano. Sin embargo, encontramos que el valor del pre-factor sí es afectado por el campo magnético en el plano, aumentando su valor medio cuando éste está presente. Esto puede servir de guía para estudiar el comportamiento de la energía elástica de las PDMs con campos magnéticos en el plano, así como para estudiar la posible interacción de Dzyaloshinskii-Moriya en películas delgadas.

Adicionalmente, al realizar los cálculos de exponentes de rugosidad y sus pre-factores, es importante considerar el muestreo estadístico de las paredes que se esté realizando. Es necesario trabajar con paredes que no estén correlacionadas entre sí, para poder explorar detalladamente la distribución del parámetro en estudio. Además, se ha sugerido que las distribuciones de los exponentes de rugosidad se ajustan a distribuciones gaussianas al trabajar con un mínimo de 30 paredes[17], sin embargo esto proviene de simulaciones numéricas donde es posible controlar el tamaño de las interfases. Nuestras distribuciones resultaron tener un ancho considerable y ser no simétricas, lo cual debe estudiarse sistemáticamente. Una posibilidad es que en nuestro caso se requiera de una mayor cantidad de paredes. Por otro lado, como mencionamos antes, paredes más largas reducen el ancho de la distribución y se debería trabajar de esa manera. En nuestros experimentos obteníamos paredes de diversos tamaños y puede ser que estemos viendo una mezcla de distribuciones para las diferentes longitudes de pared.

De todos modos, algo que queda claro de este trabajo es que la definición y el uso del término “rugosidad” tiene que ser apropiadamente definido. Al estudiar los valores del exponente y el pre-factor en diversas paredes, lo que uno intuitivamente considera “rugoso” se refleja en el comportamiento del pre-factor. Al declarar que una interfase es más rugosa que otra es importante especificar si uno se está refiriendo a un cambio en el exponente o en el pre-factor. Visualmente, uno dice que las paredes con campo magnético en el plano son más rugosas, pero reportarlo sin más contexto daría a entender que estamos hablando de diferente valor del exponente de rugosidad y posiblemente una clase de universalidad distinta, y por esto consideramos que es importante reportar ambos parámetros.

A futuro se espera poder estudiar con mayor detalle la geometría de las PDMs, ya sea en GdFeCo, en otros materiales y en simulaciones micromagnéticas. Las técnicas y herramientas desarrolladas en este trabajo serán útiles en estos otros trabajos y se espera refinar el código de manera que sea fácil de utilizar y modificar, de acuerdo a las necesidades de cada usuario. También esperamos que el poder cuantificar el comporta-

miento del exponente de rugosidad y del pre-factor ayuden a decidir los experimentos y mediciones que siguen. Por ejemplo, estudiar la dinámica de la pared a diferentes valores de campos H_x , estudiar los límites del comportamiento de *creep* bajo el efecto del campo magnético en el plano, y caracterizar el comportamiento del pre-factor A_{Br} .

Una meta de mayor complejidad sería poder utilizar lo aprendido aquí, avanzándolo y desarrollándolo más, para poder trabajar con paredes no univaluadas. Éstas siempre estarán presente debido al desorden de la muestra y resulta ser muchas veces uno de los factores que limita la cantidad de interfases útiles en el experimento. Esto permitiría estudiar paredes de geometrías más variadas y que se encuentren en ambientes con centros de anclaje fuertes. También, lo desarrollado aquí se podría ampliar para ser aplicado en PDMs desplazadas por corriente, las cuales presentan distintas geometrías y clases de universalidad. El uso de campos magnéticos en el plano y corrientes para modificar la dinámica de PDMs presenta aplicaciones interesantes actualmente y sería útil entender las características de estos comportamientos.

Bibliografía

- [1] Coey, J. M. D. Magnetism and Magnetic Materials. Cambridge: Cambridge University Press, 2010. [2](#), [3](#), [4](#), [6](#), [22](#), [23](#)
- [2] Cullity, B. D., Graham, C. D. Introduction to Magnetic Materials. John Wiley & Sons, Inc., 2009.
- [3] Getzlaff, M. Fundamentals of Magnetism. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2008. [3](#)
- [4] Lemerle, S., Ferré, J., Chappert, C., Mathet, V., Giamarchi, T., Le Doussal, P. Domain Wall Creep in an Ising Ultrathin Magnetic Film. *Physical Review Letters*, **80** (4), 849–852, jan 1998. [7](#), [13](#), [15](#), [17](#)
- [5] Giamarchi, T., Kolton, A., Rosso, A. Dynamics of Disordered Elastic Systems. En: Jamming, Yielding, and Irreversible Deformation in Condensed Matter, págs. 91–108. Berlin/Heidelberg: Springer-Verlag, 2006. [7](#)
- [6] Meakin, P. The growth of rough surfaces and interfaces. *Physics Reports*, **235** (4-5), 189–289, dec 1993. [9](#)
- [7] Barabasi, A.-L., Stanley, H. E. Fractal Concepts in Surface Growth. Cambridge: Cambridge University Press, 1995. [9](#), [10](#), [13](#), [14](#), [17](#)
- [8] Guyonnet, J., Agoritsas, E., Bustingorry, S., Giamarchi, T., Paruch, P. Domain walls roughness in ferroelectric materials: A survey of different scaling analyses, 2016. Trabajo no publicado. [9](#), [10](#), [11](#)
- [9] Agoritsas, E., Lecomte, V., Giamarchi, T. Temperature-induced crossovers in the static roughness of a one-dimensional interface. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, **82** (18), 1–23, 2010. [11](#)
- [10] Agoritsas, E., Lecomte, V., Giamarchi, T. Static fluctuations of a thick 1D interface in the 1+1 Directed Polymer formulation: numerical study. *Physical Review E*, **87** (6), 062405, may 2013.

- [11] Agoritsas, E., Lecomte, V., Giamarchi, T. Static fluctuations of a thick one-dimensional interface in the 1+1 directed polymer formulation. *Physical Review E*, **87** (4), 042406, apr 2013. [11](#)
- [12] Metaxas, P. J. Domain wall dynamics in ultrathin ferromagnetic film structures: disorder, coupling and periodic pinning. Tesis Doctoral, University of Western Australia & Université Paris-Sud XI, 2009. [12](#)
- [13] Ferrero, E. E., Bustingorry, S., Kolton, A. B., Rosso, A. Numerical approaches on driven elastic interfaces in random media. *Comptes Rendus Physique*, **14** (8), 641–650, 2013. [13](#), [16](#), [17](#)
- [14] Bustingorry, S., Kolton, A. B., Giamarchi, T. Thermal rounding of the depinning transition. *EPL (Europhysics Letters)*, **81** (2), 26005, jan 2008. [13](#)
- [15] Bustingorry, S., Kolton, A. B., Giamarchi, T. Thermal rounding of the depinning transition in ultrathin Pt/Co/Pt films. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, **85** (21), 1–7, 2012.
- [16] Purrello, V. H., Iguain, J. L., Kolton, A. B., Jagla, E. A. Creep and thermal rounding close to the elastic depinning threshold. *Physical Review E*, **96** (2), 022112, aug 2017. [13](#)
- [17] Guyonnet, J. Growing up at the nanoscale: studies of ferroelectric domain wall functionalities, roughening, and dynamic properties by atomic force microscopy. Tesis Doctoral, Université de Genève, 2013. [13](#), [48](#), [54](#), [58](#)
- [18] Chauve, P., Giamarchi, T., Le Doussal, P. Creep and depinning in disordered media. *Physical Review B*, **62** (10), 6241–6267, sep 2000. [15](#), [16](#)
- [19] Grassi, M. P. Dinámica de paredes de dominios y estadística de avalanchas en películas delgadas de Pt/Co/Pt. Tesis de Maestría, Instituto Balseiro - Universidad Nacional de Cuyo, 2016. [15](#)
- [20] Grassi, M. P., Kolton, A. B., Jeudy, V., Mougin, A., Bustingorry, S., Curiale, J. Intermittent collective dynamics of domain walls in the creep regime. *Physical Review B*, **98** (22), 224201, dec 2018. [15](#)
- [21] Kolton, A. B., Rosso, A., Giamarchi, T., Krauth, W. Creep dynamics of elastic manifolds via exact transition pathways. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, **79** (18), 1–13, 2009. [17](#)
- [22] Kolton, A. B., Rosso, A., Giamarchi, T., Krauth, W. Dynamics below the depinning threshold in disordered elastic systems. *Physical Review Letters*, **97** (5), 1–4, 2006. [17](#), [18](#)

- [23] Sander, D., Valenzuela, S. O., Makarov, D., Marrows, C. H., Fullerton, E. E., Fischer, P., *et al.* The 2017 Magnetism Roadmap. *Journal of Physics D: Applied Physics*, **50** (36), 363001, sep 2017. [18](#)
- [24] Stamps, R. L., Breitzkreutz, S., Åkerman, J., Chumak, A. V., Otani, Y., Bauer, G. E. W., *et al.* The 2014 Magnetism Roadmap. *Journal of Physics D: Applied Physics*, **47** (33), 333001, aug 2014. [43](#)
- [25] Hirohata, A., Takanashi, K. Future perspectives for spintronic devices. *Journal of Physics D: Applied Physics*, **47** (19), 193001, may 2014. [18](#)
- [26] Allwood, D. A., Xiong, G., Faulkner, C. C., Atkinson, D., Petit, D., Cowburn, R. P. Magnetic domain-wall logic. *Science*, **309** (5741), 1688–1692, sep 2005. [18](#)
- [27] Roschewsky, N., Lambert, C. H., Salahuddin, S. Spin-orbit torque switching of ultralarge-thickness ferrimagnetic GdFeCo. *Physical Review B*, **96** (6), 1–5, 2017. [21](#)
- [28] Kim, K.-J., Kim, S. K., Hirata, Y., Oh, S.-H., Tono, T., Kim, D.-H., *et al.* Fast domain wall motion in the vicinity of the angular momentum compensation temperature of ferrimagnets. *Nature Materials*, **16** (12), 1187–1192, sep 2017. [24](#)
- [29] Hirata, Y., Kim, D. H., Okuno, T., Nishimura, T., Kim, D. Y., Futakawa, Y., *et al.* Correlation between compensation temperatures of magnetization and angular momentum in GdFeCo ferrimagnets. *Physical Review B*, **97** (22), 1–6, 2018. [21](#)
- [30] Albornoz, L. Tesis Doctoral, Instituto Balseiro - Universidad Nacional de Cuyo, 2018. Trabajo por concluir. [27](#)
- [31] Je, S.-G., Kim, D.-H., Yoo, S.-C., Min, B.-C., Lee, K.-J., Choe, S.-B. Asymmetric magnetic domain-wall motion by the Dzyaloshinskii-Moriya interaction. *Physical Review B*, **88** (21), 214401, dec 2013. [43](#), [45](#)
- [32] Hrabec, A., Porter, N. A., Wells, A., Benitez, M. J., Burnell, G., McVitie, S., *et al.* Measuring and tailoring the Dzyaloshinskii-Moriya interaction in perpendicularly magnetized thin films. *Physical Review B*, **90** (2), 020402, jul 2014. [45](#)
- [33] Ha Pham, T., Vogel, J., Sampaio, J., Vaňatka, M., Rojas-Sánchez, J. C., Bonfim, M., *et al.* Very large domain wall velocities in Pt/Co/GdOx and Pt/Co/Gd trilayers with Dzyaloshinskii-Moriya interaction. *Epl*, **113** (6), 2016. [43](#), [45](#)
- [34] Thiaville, A., Rohart, S., Jué, É., Cros, V., Fert, A. Dynamics of Dzyaloshinskii domain walls in ultrathin magnetic films. *EPL (Europhysics Letters)*, **100** (5), 57002, dec 2012. [43](#)

- [35] Malozemoff, A. P., Slonczewski, J. C. Magnetic Domain Walls in Bubble Materials. Elsevier, 1979. [45](#)
- [36] Jeudy, V., Díaz Pardo, R., Savero Torres, W., Bustingorry, S., Kolton, A. B. Pinning of domain walls in thin ferromagnetic films. *Physical Review B*, **98** (5), 054406, aug 2018. [45](#)
- [37] Guimarães, A. P. Principles of Nanomagnetism. NanoScience and Technology. Cham: Springer International Publishing, 2017. [45](#)

Agradecimientos

La palabra “agradecimientos”, sinceramente, queda chiquita para lo que quisiera ofrecer a las siguientes personas, pues en esta experiencia he aprendido mucho de mucho. A falta de una mejor, es la que utilizaré.

A Sebastian Bustingorry, gracias millones por la bienvenida, el apoyo e instrucción constante. Y por toda la preocupación (aunque tal vez debería disculparme por dar causas de preocupación). No sólo aprendí de la física de paredes de dominio, de interfaces, de universalidad y de rugosidad, pero han habido muchas lecciones que trascienden lo escrito en estas hojas y puedo decir con toda seguridad que he tenido un excelente director.

Agradezco inmensamente a Javier Curiale por todo el apoyo en temas experimentales y conceptuales, y por estar siempre dispuesto a dar una mano. Gracias por guiarme en el laboratorio y ayudarme a refrescar temas de mediciones magnéticas.

Quiero agradecer también a todos los miembros del PAREDOM, actuales y pasados, por las conversaciones, presentaciones, discusiones, festejos y mucho más. Son un grupo maravilloso y sé que soy verdaderamente afortunado de haber compartido tiempo con ustedes. En particular, gracias a Alejandro Kolton por las instructivas y divertidas conversaciones, por el reto Kolton y por explicarme el *Kolton width*. Muchas, muchas gracias a Lucas Albornoz por prestarme su cuaderno de laboratorio, por el apoyo en las mediciones y por las invitaciones a eventos musicales.

Quiero agradecer a mi esposa, Karen Pinzás, por estar presente antes, ahora y en adelante. No importa la distancia, siempre estamos uno al lado del otro. Gracias a mi familia, la de siempre y la nueva. Todos ustedes son un ancla firme en aguas tempestuosas.

Por último, agradezco también todo el apoyo del Instituto Balseiro, a tantos geniales profesores y profesionales que lo integran, y por la gran labor que llevan a cabo.

